
MASTERARBEIT

Dipl.-Ing. (FH)

Peter Lickschat

Mikrostrukturierung von Stahl mit Piko- und Femtosekundenlaserpulsen

Mittweida, 2012

MASTERARBEIT

Mikrostrukturierung von Stahl mit Piko- und Femtosekundenlaserpulsen

Autor:

Dipl.-Ing. (FH) Peter Lickschat

Studiengang:

Physikalische Technik

Seminargruppe:

PT09w1-M

Erstprüfer:

Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel

Zweitprüfer:

Dipl.-Ing. (FH) Jörg Schille

Einreichung:

Mittweida, 2012

Verteidigung/Bewertung:

Mittweida, 2013

Faculty of
Mathematics / Natural Sciences / Computer Sciences

MASTER THESIS

Microstructuring of steel using picosecond and femtosecond laser pulses

author:

Dipl.-Ing. (FH) Peter Lickschat

course of studies:

Physical Engineering

seminar group:

PT09w1-M

first examiner:

Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel

second examiner:

Dipl.-Ing. (FH) Jörg Schille

submission:

Mittweida, 2012

examination:

Mittweida, 2013

Bibliografische Beschreibung

Lickschat, Peter:

Mikrostrukturierung von Stahl mit Piko- und Femtosekundenlaserpulsen. – 2012. – 84 S.,
Mittweida, Hochschule Mittweida (FH), Fachbereich
Mathematik/Naturwissenschaften/Informatik, Masterarbeit, 2012

Referat:

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen präsentiert, die sich mit der flächigen Strukturierung von Stahl beschäftigen. Es kamen dabei Laserpulse im Femto- bzw. Pikosekundenbereich zum Einsatz. Untersucht werden sollte, inwieweit sich die Dauer des Laserpulses auf das Abtragsergebnis auswirkt. Es sollte eine Verbindung zwischen den unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen der ultrakurzen Laserpulse mit dem Metall und dem erzeugten Strukturierungsergebnis gezogen werden.

Es zeigte sich, dass mit kürzeren Laserpulsen mehr Material ablatiert werden konnte als mit längeren Laserpulsen. Dies liegt in der höheren Eindringtiefe von energiereichen Elektronen begründet, die bei kürzeren Laserpulsen aufgrund der höheren Anregungsdichte vorliegt. Es werden in dieser Arbeit erste Modellvorstellungen zur Energieausbreitung im Metall präsentiert, die auf der Bewegung von hochenergetischen Elektronen beruhen.

Bei den Untersuchungen zeigte sich ebenfalls, dass die mittlere Rauigkeit des Strukturbodens beim Einsatz kürzerer Laserpulse geringer war als bei Verwendung längeren Laserpulsen.

Es konnten weiterhin Effekte festgestellt werden, die sich insbesondere bei der Strukturierung mit einer hohen Anzahl von Laserpulsen einstellen. Hierbei wäre der Effekt der Inkubation zu nennen, sowie die Plasmaabschirmung des Laserpulses und die Wärmeakkumulation im Werkstück.

Abstract:

The master thesis presents results obtained in a comparative study of microstructuring of steel using femtosecond and picosecond laser pulses. Thereby the impact of the pulse duration on material ablation was on special interest. The discussion relates material removal to different mechanisms of interaction of the ultrashort laser pulses with the metal structure.

It was found that a higher amount of material has been ablated in laser processing using femtosecond laser pulses in comparison to laser irradiation using picosecond laser pulses. Explanation therefore is given by the increased penetration depth of the high energetic electrons as a result of the higher excitation density induced by the shorter laser pulses. Furthermore a first model is presented to describe energy propagation in metals based on the high energetic electron movement.

The results obtained indicated that the average roughness of the laser fabricated base structure was lower by the use of femtosecond laser pulses compared to picosecond laser pulses. In addition distinct effects have been obtained by laser structuring using a high number of laser pulses, such as incubation, plasma shielding as well as heat accumulation.

Inhaltsverzeichnis

Bibliografische Beschreibung	i
Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis.....	xi
Abkürzungsverzeichnis	xii
1. Motivation	1
2. Aufgabenstellung	3
3. Grundlagen	5
3.1. Laserstrahlung	5
3.1.1. Räumliche Charakterisierung eines ultrakurzen Laserpulses.....	6
3.1.2. Zeitliche Charakterisierung eines ultrakurzen Laserpulses.....	7
3.1.3. Weitere Größen zur Charakterisierung der ultrakurzen Laserpulse	8
3.2. Wechselwirkungsmechanismen zwischen ultrakurzen Laserpulsen und Materie.....	8
3.2.1. Ballistische Elektronen und Elektron-Elektron-Streuung	10
3.2.2. Thermische Elektronen und Elektron-Phonon-Streuung	11
3.2.3. Thermische Wärmeleitung	14
3.2.4. Unterteilung in zwei fluenzabhängige Ablationsregime	14
3.2.5. Einfluss der Pulsdauer auf die Ablation	16
3.3. Effekte bei der flächigen Mikrostrukturierung mit ultrakurzen Laserpulsen	18
3.6.1. Inkubationseffekt.....	18
3.6.2. Temperatureffekte	20
3.6.3. Plasmabildung und räumliche Verteilung des ablatierten Material	22
3.6.4. Mikrostrukturen auf der bearbeiteten Oberfläche	24
4. Material und Methoden	26
4.1. Bearbeitungsanlagen.....	26
4.1.1. Femtosekundenlaseranlage.....	26
4.1.2. Pikosekundenlaseranlage	28
4.2. Auswertetechnik	31

4.3. Materialien.....	33
4.4. Bearbeitungsregime	36
5. Ergebnisse und Auswertung.....	37
5.1. Vorbemerkungen	37
5.2. Untersuchungen zum Einfluss der Fluenz	38
5.2.1. Erzeugung von Testfeldern mit 50 Überfahrten.....	38
5.2.2. Erzeugung von gleichen Strukturtiefen bei unterschiedlicher Fluenz durch Variation der Überfahrten	47
5.3. Untersuchungen des Abtragsverhaltens bei Variation der Anzahl der Überfahrten.	54
5.4. Untersuchungen zum Einfluss des Pulsabstandes	59
5.5. Untersuchungen zum Einfluss der Pulsfolgefrequenz.....	63
5.6. Untersuchungen zur Materialabhängigkeit der Ergebnisse	68
5.7. Untersuchung mit dem Burst-Mode des Pikosekundenlasers	71
6. Erzeugung von definierten Teststrukturen	75
7. Fazit und Ausblick	83
Literaturverzeichnis.....	I
Anhang	VI
Danksagung	X
Erklärung zur selbständigen Anfertigung	XI

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 3-1:	Räumliche Intensitätsverteilung $I(r)$ eines gaußförmigen Laserpulses	6
Abbildung 3-2:	Zeitliche Leistungsverteilung $P(t)$ eines gaußförmigen Laserpulses.....	7
Abbildung 3-3:	Besetzungszustände nach der Anregung des Elektronensystem mit unterschiedlichen Anregungsdichten (E_F – Fermienergie, E - Energie, $h\nu$ – Photonenenergie) [8]. Die obere Darstellung entspricht dabei der höheren Anregungsdichte.	11
Abbildung 3-4:	Darstellung der beiden fluenzabhängigen Ablationsregime am Beispiel der Materialien Stahl (linkes Bild) und Wolfram-Carbid (rechtes Bild) [17].....	15
Abbildung 3-5:	Abhängigkeit der Ablationstiefe von der Fluenz bei der Bearbeitung von Stahl mit Laserpulsen unterschiedlicher Pulsdauer [4]	17
Abbildung 3-6:	Abhängigkeit der Ablationstiefe von der Fluenz bei der Bearbeitung von Stahl mit Laserpulsen unterschiedlicher Fluenz im „low fluence regime“[4]	17
Abbildung 3-7:	Prinzipdarstellung des Inkubationseffektes [10]	19
Abbildung 3-8:	Abhängigkeit des Wirkdurchmessers von der Anzahl der Pulse bei der Bearbeitung von Stahl [10].....	20
Abbildung 3-9:	Temperaturentwicklung in einer Stahlprobe aufgrund der Bestrahlung mit Laserpulsen unterschiedlicher Fluenz [13]	21
Abbildung 3-10:	Atomkraftmikroskopie-Aufnahmen der Edelstahloberfläche nach der Bearbeitung mit einer Fluenz von 2 J/cm^2 und unterschiedlichen Substrattemperaturen [12]	21
Abbildung 3-11:	Messwerte der Ablationstiefe und der Rauigkeit bei der Bearbeitung von Stahl in Abhängigkeit der Fluenz bei unterschiedlichen Substrattemperaturen[12]	22
Abbildung 3-12:	Transmission oberhalb der Bearbeitungsstelle nach der Bearbeitung von Kupfer und Stahl mit ultrakurzen Pulsen [11].....	23
Abbildung 3-13:	Ripple-Bildung in Edelstahl nach der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen [19]	24
Abbildung 3-14:	Ripple-Strukturen und Überstrukturen in Edelstahl infolge der Bestrahlung mit ultrakurzen Laserpulsen [19]	25

Abbildung 4-1:	Bearbeitungsanlage mit geöffnetem Gehäuse und Lasergerät (links), sowie Bearbeitungstisch und Strahlführungseinheit (rechts) [19].....	26
Abbildung 4-2:	Vermessenes Strahlprofil des Femtosekundenlasers	27
Abbildung 4-3:	Bearbeitungsanlage microStruct ^{vario} mit Bedienpult der Firma 3d-Micromac [24]	28
Abbildung 4-4:	Lasergerät Hyper Rapid 50 [26]	29
Abbildung 4-5:	Vermessenes Strahlprofil des Pikosekundenlasers	30
Abbildung 4-6:	Schematische Darstellung des Burst-Modes am Beispiel eines Burst bestehend aus 8 Pulsen	30
Abbildung 4-7:	Oberflächenprofilometer Dektak 3030	31
Abbildung 4-8:	Digitalmikroskop Keyence VHX 500	32
Abbildung 4-9:	Rasterelektronenmikroskop Joel JSM-6510LV mit der Möglichkeit der EDX-Analyse	32
Abbildung 4-10:	Gefüge von Thyrodur 2990	35
Abbildung 4-11:	Gefüge von K110.....	35
Abbildung 4-12:	Gefüge von K110+	35
Abbildung 4-13:	Gefüge von K390.....	35
Abbildung 4-14:	Gefüge von X32.....	35
Abbildung 4-15:	Gefüge von Edelstahl [35]	35
Abbildung 4-16:	Bearbeitungsprinzip des Flächenabtrags	36
Abbildung 5-1:	Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Fluenz bei 50 Überfahrten ($PD = 6 \mu m$, $f_p = 150 kHz$).....	38
Abbildung 5-2:	Abtragstiefe pro Puls in Abhängigkeit von der Fluenz bei 50 Überfahrten ($PD = 6 \mu m$, $f_p = 150 kHz$).....	40
Abbildung 5-3:	Vergleich zwischen dem experimentell ermittelten Abtragsvolumen pro Puls und dem theoretisch berechneten Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Fluenz bei einer Ablationsschwelle von $0,23 J/cm^2$ ($\ddot{U} = 50$, $PD = 6 \mu m$, $f_p = 150 kHz$)....	41

Abbildung 5-4:	Vergleich zwischen dem experimentell ermittelten Abtragsvolumen pro Puls und dem theoretisch berechneten Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Fluenz bei einer Ablationsschwelle von 0,13 J/cm ² bei den Femtosekundenlaserpulsen bzw. von 0,10 J/cm ² bei den Pikosekundenlaserpulsen (\ddot{U} = 50, PD = 6 µm, f_p = 150 kHz).....	42
Abbildung 5-5:	Mittlere Rauigkeit des Strukturbodens in Abhängigkeit von der Fluenz bei 50 Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz).....	43
Abbildung 5-6:	REM-Bild Struktur, die mit Femtosekundenlaserpulsen bei einer Fluenz von 0,75 J/cm ² und 50 Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz) erzeugt wurde.	44
Abbildung 5-7:	REM-Bild der unterschiedliche Gefüge im Thyrodur 2990.....	44
Abbildung 5-8:	Entstehende Oberflächenstrukturen bei der Femtosekundenlaserbearbeitung mit einer Fluenz von 2 J/cm ² und 50 Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz).....	45
Abbildung 5-9:	REM-Bild Struktur, die mit Femtosekundenlaserpulsen bei einer Fluenz von 0,75 J/cm ² und 50 Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz) erzeugt wurde.	46
Abbildung 5-10:	Entstehende Oberflächstrukturen bei der Pikosekundenlaserbearbeitung mit einer Fluenz von 2 J/cm ² und 50 Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz).....	46
Abbildung 5-11:	Vergleich der Ergebnisse bei der Strukturierung mit Femtosekundenlaserpulsen unterschiedlicher Fluenz und variabler Anzahl von Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz)	48
Abbildung 5-12:	REM-Aufnahmen der mit Femtosekundenpulsen erzeugten Felder bei variierten Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz) a) H = 0,75 J/cm ² ; b.) H = 1 J/cm ² ; c) H = 1,25 J/cm ² ; d) H = 1,5 J/cm ² ; e) H = 1,75 J/cm ² ; f) H = 2 J/cm ²	49
Abbildung 5-13:	Detaillierte REM-Aufnahme einer Aufwölbung, die sich bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen gebildet hat, bei Verwendung einer Fluenz von 0,75 J/cm ² (\ddot{U} =400, PD = 6 µm, f_p = 150 kHz)	50
Abbildung 5-14:	Vergleich der Ergebnisse bei der Strukturierung mit Pikosekundenlaserpulsen unter-schiedlicher Fluenz und variabler Anzahl von Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz)	51

Abbildung 5-15:	Aufwölbungen bei der Pikosekundenlaserbearbeitung mit geringer Fluenz ($0,75 \text{ J/cm}^2$) ($\ddot{U} = 400$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$).....	52
Abbildung 5-16:	Berechnete Werte des Abtragsvolumens pro Puls bei der Defokussierung des Laserstrahles.....	53
Abbildung 5-17:	Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Überfahrten bei Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)	55
Abbildung 5-18:	Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit der Überfahrten bei Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)	56
Abbildung 5-19:	Mittlere Rauigkeit in Abhängigkeit von der Strukturtiefe bei der Variation der Überfahrten ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$).....	57
Abbildung 5-20:	REM-Bilder der Strukturen bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen und Variation der Überfahrten [a) $\ddot{U} = 12$; b) $\ddot{U} = 52$; c) $\ddot{U} = 102$; d) $\ddot{U} = 202$] ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)	58
Abbildung 5-21:	REM-Bilder der Strukturen bei der Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen und Variation der Überfahrten [a) $\ddot{U} = 10$; b) $\ddot{U} = 50$; c) $\ddot{U} = 100$; d) $\ddot{U} = 200$] ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)	58
Abbildung 5-22:	Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit des Pulsabstandes ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$).....	60
Abbildung 5-23:	Abtragsvolumen pro Puls prozentual zum Maximalwert des Abtragsvolumens pro Puls (bei $4 \mu\text{m}$ Pulsabstand) in Abhängigkeit vom Pulsabstand ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$).....	61
Abbildung 5-24:	Mittlere Rauigkeit in Abhängigkeit vom Pulsabstand ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$).....	62
Abbildung 5-25:	Wellenprofil bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen und eines Pulsabstandes von $14 \mu\text{m}$ ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 1034$)	63
Abbildung 5-26:	Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit der Pulsfolgefrequenz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \mu\text{m}$).....	64

Abbildung 5-27:	Abtragsvolumen pro Puls prozentual zum Maximalwert des Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Pulsfolgefrequenz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \text{ }\mu\text{m}$).....	65
Abbildung 5-28:	Mittlere Rauigkeit in Abhängigkeit von der Pulsfolgefrequenz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \text{ }\mu\text{m}$).....	66
Abbildung 5-29:	Strukturierungsergebnis bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpuls und einer Pulsfolgefrequenz von 1 MHz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \text{ }\mu\text{m}$).....	67
Abbildung 5-30:	Strukturierungsergebnis bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpuls und einer Pulsfolgefrequenz von 20 kHz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \text{ }\mu\text{m}$).....	67
Abbildung 5-31:	Abtragsvolumen pro Puls bei der Bearbeitung unterschiedlicher Stähle mit Femto- und Pikosekundenlaserpuls ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $\ddot{U} = 190 \text{ (15 ps)}$ bzw. 200 (180 fs)).....	69
Abbildung 5-32:	Mittlere Rauigkeit bei der Bearbeitung unterschiedlicher Stähle mit Femto- und Pikosekundenlaserpuls ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $\ddot{U} = 190 \text{ (15 ps)}$ bzw. 200 (180 fs)).....	70
Abbildung 5-33:	Oberflächenstruktur in Thyrodur2990 mit vereinzelt Aufwölbungen ($\tau_H = 180 \text{ fs}$, $H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $\ddot{U} = 200$).....	70
Abbildung 5-34:	Oberflächenstrukturen im K390 ohne erkennbare Aufwölbungen ($\tau_H = 180 \text{ fs}$, $H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $\ddot{U} = 200$)	71
Abbildung 5-35:	Strukturtiefe in Abhängigkeit des eingestellten Burst-Teilers bei verschiedenen Fluenzen ($PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 100$)	72
Abbildung 5-36:	REM-Bilder der Strukturen unter Verwendung des Burst-Mode bei einer Fluenz von 10 J/cm^2 [a.) 1 Puls im Burst; b.) 2 Pulse im Burst; c.) 5 Pulse im Burst; d.) 10 Pulse im Burst] ($PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 100$).....	73
Abbildung 6-1:	Anordnung von Steggeometrien, die durch Mikrostrukturierung mit ultrakurzen Laserpuls erzeugt werden sollten	75
Abbildung 6-2:	Abmaße der Steggeometrien und Abstand zwischen den Stegen (Querschnitt)	76

Abbildung 6-3:	REM-Bild der Steggeometrien die mit Einzelpulsen des Pikosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 400$)	76
Abbildung 6-4:	REM-Bild der Steggeometrien die mit dem Burst-Mode des Pikosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 10 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 42$, Pulse im Burst-Zug = 10)	77
Abbildung 6-5:	REM-Bild der Steggeometrien die mit Einzelpulsen des Femtosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 200$)	77
Abbildung 6-6:	Ablagerungen an einer Stegflanke.....	78
Abbildung 6-7:	EDX-Analyse für das Element Sauerstoff an einer Steggeometrie	79
Abbildung 6-8:	Querschliffbild der Steggeometrien, die mit Einzelpulsen des Pikosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 400$)	80
Abbildung 6-9:	Querschliffbild der Steggeometrien, die mit dem Burst-Mode des Pikosekundenlasers erzeugt wurden. ($H = 10 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 42$, Pulse im Burst-Zug = 10).....	80
Abbildung 6-10:	Querschliffbild der Steggeometrien, die mit Einzelpulsen des Femtosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 200$)	81

Tabellenverzeichnis

Tabelle 4-1:	Spezifikationen des Femtosekundenlasers [19][22]	27
Tabelle 4-2:	Spezifikationen des Pikosekundenlasers [25].....	29
Tabelle 4-3:	Zusammenfassung der bei den Untersuchungen eingesetzten Stahlsorten.....	34
Tabelle 5-1:	Anzahl der Überfahrten bei dem jeweiligen Pulsabstand.....	59
Tabelle 5-2:	Parameter bei den Untersuchungen zur Materialabhängigkeit.....	68
Tabelle 6-1:	Gemessenen Maße der erzeugten Steggeometrien mit den in Klammern angegeben Maßen, welche erzeugt werden sollten	82

Abkürzungsverzeichnis

Laser- und Bearbeitungsparameter

H	- Laserfluenz
PD	- Pulsabstand
f_p	- Pulsfolgefrequenz
\ddot{U}	- Anzahl der Überfahrten
$I(r)$	- Radiale Intensitätsverteilung
w	- Strahlradius (86%-Radius)
I_{Max}	- Maximale Intensität
$P(t)$	- Laserleistung
τ_h	- Pulsdauer
P_0	- Pulsspitzenleistung
P_{Av}	- Mittlere Laserleistung
Q	- Pulsenergie
$I_0(t)$	- Intensität an der Materialoberfläche zum Zeitpunkt t
$S(z,t)$	- Anregungsquellterm des Laserpulses
$S_{ball}(z,t)$	- Anregungsquellterm des Laserpulses mit Korrekturterm der ballistischen Elektronen
N	- Anzahl der Pulse
w_{wirk}	- Wirkender Strahlradius
φ	- Divergenzwinkel des Laserstrahles
$z_{defokus}$	- Defokussierung

Bearbeitungsergebnisse

d_{gesamt}	- Abtragstiefe
V_{Puls}	- Abtragsvolumen pro Puls
z_{Puls}	- Abtragstiefe pro Puls
R_A	- Mittlere Rauigkeit des Strukturbodens

Materialgrößen

E_F	- Fermieenergie
L_B	- Eindringtiefe der ballistischen Elektronen
α	- Absorptionskoeffizient
T	- Temperatur des Kompaktmaterials
C_{el}	- Wärmekapazität des Elektronensystems
C_{ph}	- Wärmekapazität des Phononensystems
T_{el}	- Elektronentemperatur

T_{ph}	- Phononentemperatur
κ_{el}	- Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems
κ_{ph}	- Wärmeleitfähigkeit des Phononensystems
L_C	- Diffusionslänge der Elektronen
A_e	- Sommerfeld-Parameter
τ_R	- Elektron-Phonon-Relaxationszeit
n	- Elektronendichte
$\kappa_{el,0}$	- Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems bei $T_{el} = T_{ph}$
l_{th}	- thermische Diffusionslänge
κ_{th}	- Wärmeleitfähigkeit des Kompaktmaterials
H_{th}^a	- Ablationsschwelle des „low fluence regime“
H_{th}^L	- Ablationsschwelle des „high fluence regime“
v_F	- Fermigeschwindigkeit
$H_{th}(N)$	- Ablationsschwelle in Abhängigkeit der Pulszahl
$H_{th}(1)$	- Ablationsschwelle eines Einzelpulses
S	- Materialspezifische Konstante
g	- Elektron-Phonon-Kopplungskonstante

Chemische Elemente

C	- Kohlenstoff
Si	- Silizium
Mo	- Molybdän
Cr	- Chrom
V	- Vanadium
Mn	- Mangan
W	- Wolfram
Co	- Cobalt
P	- Phosphor
S	- Schwefel
Ni	- Nickel
N	- Stickstoff

Sonstiges

REM	- Rasterelektronenmikroskop
EDX	- Energiedispersive Röntgenspektroskopie
z	- Materialtiefe
dq/dt	- Wärmestromdichte
E	- Energie
2TM	- Zwei-Temperatur-Modell
RMS	- Root Mean Square
k_b	- Boltzmann-Konstante

1. Motivation

Eine der größten Herausforderungen der Forschung ist es, eine Verbindung zwischen den theoretischen Betrachtungen physikalischer Vorgänge und den in Experimenten erzielten Ergebnissen herzustellen. Dies wird besonders schwierig, wenn man sich dabei in Zeitbereichen befindet, die so kurz sind, dass man physikalische Modelle einführen muss, die in längeren Zeitbereichen vernachlässigt werden können. Bei der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen ist die Betrachtung komplexer physikalischer Modelle zum Verständnis der stattfindenden Prozesse und zur Interpretation der Ergebnisse zwingend erforderlich.

Die Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Metallen ist bzw. war bereits Inhalt zahlreicher Veröffentlichungen. Die theoretische Grundlage hierbei ist das Zwei-Temperatur-Modell (2TM) [1], bei dem der Festkörper in das Elektronen- und Phononensystem unterteilt wird. Es konnte experimentell festgestellt werden, dass sich ultrakurze Laserpulse als exzellentes Bearbeitungswerkzeug für die Mikrostrukturierung von Metallen eignen [2][3]. Der nahezu schmelzfreie Abtrag und die geringe thermische Belastung angrenzender Gebiete stellen eine enorme Qualitätssteigerung in der Mikrobearbeitung dar.

Einer der wichtigsten Parameter in der Physik der ultrakurzen Laserpulse ist die Pulsdauer (τ_H). Es wurden bereits Untersuchungen durchgeführt, die sich mit dem Einfluss der Pulsdauer auf den Abtragsprozess beschäftigten [4][5][6][7]. Dabei konnte festgestellt werden, dass mit kürzeren Pulsen ein höherer Abtrag pro Puls realisierbar ist. Derartige Untersuchungen zum Abtragsverhalten wurden bisher jedoch nur in Form von punktuellen Vertiefungen bzw. mit linienförmigen Abträgen realisiert. Für den industriellen Einsatz der Ultrakurzpuls-Lasertechnologie, um beispielsweise flächige Abträge von Metalloberflächen zu realisieren, ist die genaue Kenntnis der auftretenden Bearbeitungseffekte und Wechselwirkungsmechanismen von fundamentaler Bedeutung. Diese Effekte sollten in der hier vorliegenden Arbeit untersucht werden. Das heißt, es sollten Abhängigkeiten identifiziert und erläutert werden, die bei der flächigen Strukturierung von Metall mit ultrakurzen Laserpulsen unterschiedlicher Pulsdauer auftreten. Es wird zur Interpretation der Ergebnisse auf die unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen im Metall, wie beispielsweise der ballistische

Energietransport hochangeregter Elektronen bzw. die thermische Diffusion von heißen Elektronen [8][9], Bezug genommen. Um die Phänomene der flächigen Strukturierung erklären zu können, werden unterschiedliche Effekte betrachtet. Hierbei wären Inkubationseffekte [10], Plasmaeffekte [11] und Wärmeakkumulationseffekte [12][13] zu nennen.

Die Materialabhängigkeit des Abtragsprozesses ist ein weiterer wichtiger Punkt in der aktuellen Forschung auf dem Gebiet der Mikrostrukturierung mit ultrakurzen Laserpulsen. Untersuchungen wurden dazu bereits an verschiedensten Elementen [14][15] durchgeführt. Auch Stahl war bereits Objekt derartiger Untersuchungen [4][5]. Jedoch wird mit dem technischen Werkstoff Stahl eine Vielzahl von metallischen Legierungen zusammengefasst, die über unterschiedlichste Stoffzusammensetzungen verfügen können. Eine genauere Untersuchung, inwieweit sich die Zusammensetzung des Stahles auf den Ablationsprozess auswirkt, fand bisher noch nicht statt. Dies sollte mit der hier vorliegenden Arbeit geschehen.

2. Aufgabenstellung

In der hier vorliegenden Arbeit sollten Untersuchungen zur Mikrostrukturierung von Stählen mittels Ultrakurzpulslasern durchgeführt werden. Bei den Versuchen kamen Piko- und Femtosekundenlaserpulse zum Einsatz. Weiterhin wurden verschiedene Laserparameter variiert und auf ihren Einfluss auf das Strukturierungsergebnis untersucht. Die variierten Parameter sind:

- die Laserfluenz (H)
- der Pulsabstand (PD)
- die Pulsfolgefrequenz (f_p)
- die Anzahl der Überfahrten (\ddot{U}).

Es fanden Untersuchungen an unterschiedlichen Stahlsorten statt. Es sollte dabei untersucht werden, welchen Einfluss die Zusammensetzung des Stahls auf das Strukturierungsergebnis hat. Die verwendeten Stähle sind:

- Thyrodur 2990
- K110
- K110 +
- K390
- X32
- Edelstahl 1.4301

Das verwendete Pikosekundenlasersystem verfügt über einen Burst-Mode, mit dem die Energie eines Einzelpulses auf mehrere Pulse verteilt werden kann. Die Pulse haben dabei einen zeitlichen Abstand im Nanosekundenbereich. Mit diesem Burst-Mode wurden ebenfalls Versuchsreihen durchgeführt.

Bei den Parameteruntersuchungen wurden quadratische Strukturen abgetragen. Anhand der ermittelten Strukturierungstiefe wurden Aussagen zum ablatierten Volumen pro Puls (V_{Puls}) bzw. zur mittleren Abtragstiefe pro Puls z_{Puls} getroffen. Als weitere Bewertungskriterien wurden die mittlere Rauigkeit (R_A) der strukturierten Flächen bestimmt, sowie die abgetragene Struktur mittels Digitalmikroskop- und Rasterelektronenmikroskopaufnahmen subjektiv bewertet. Dabei wurde insbesondere auf die Homogenität der erzeugten Struktur geachtet.

Zum Abschluss sollte die Eignung der Technologie zur Mikrostrukturierung anhand von industriell relevanten Teststrukturen demonstriert werden. Es sollte hierbei sowohl die Formgenauigkeit der einzelnen Strukturen, als auch die Positionsgenauigkeit dieser Strukturen untereinander bestimmt und ausgewertet werden.

3. Grundlagen

3.1. Laserstrahlung

Bei der Laserstrahlung handelt es sich um eine besondere Form der elektromagnetischen Strahlung. Die Besonderheit ist auf die Entstehung der Strahlung zurückzuführen. Die Grundlage der Laserstrahlung ist die stimulierte Emission, die erstmals von Albert Einstein im Jahre 1916 erwähnt wurde. Die stimulierte Emission ist auch Bestandteil des Akronyms LASER, das sich aus **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation ableitet.

Aufgrund der stimulierten Emission weisen Laserstrahlen Charakteristika auf, die sich von spontan emittierter elektromagnetischer Strahlung stark unterscheiden. Hervorzuheben sind insbesondere die hohe Monochromasie (schmalbandiges Frequenzspektrum), die hohe räumliche und zeitliche Kohärenz, sowie die geringe Divergenz der Laserstrahlung.

Heutzutage gibt es eine Vielzahl von Lasergeräten, die sich stark voneinander unterscheiden. Die Einteilung der einzelnen Laser in Klassen ist schwierig und kann unter verschiedenen Gesichtspunkten erfolgen. Eine Gliederung kann anhand des aktiven Lasermediums stattfinden. Die Einteilung erfolgt hierbei in Gas-, Festkörper- und Farbstofflaser. In diesen Klassen gibt es unzählige Unterarten von Lasergeräten, wobei es häufig verwendete Typen (CO₂-Laser, ND:YAG-Laser) gibt, als auch exotischere Exemplare (F₂-Excimer-Laser), welche für spezielle Anwendungen verwendet werden. Das aktive Medium legt den Wellenlängenbereich fest, in dem die Laserstrahlung abgegeben wird. Dieses Spektrum erstreckt sich dabei über einen Wellenlängenbereich, beginnend im ultravioletten Bereich bis hin zum mittleren bzw. fernen Infrarotbereich.

Es können Laser aber auch in Bezug auf ihren Betriebsmodus deklariert werden. Man unterscheidet hierbei zwischen Dauerstrich-Lasern und gepulsten Lasern. Im Gegensatz zum Dauerstrich-Laser, der durchgängig Strahlung emittiert, strahlen gepulste Lasersysteme Energie in Form eines Laserpulses ab. Die Pulse haben hierbei eine

definierte Pulsdauer und werden mit einer Pulsfolgefrequenz zeitlich voneinander getrennt abgestrahlt.

Eine spezielle Form der gepulsten Laser sind die Ultrakurzpulslaser. Als Ultrakurzpulslaser werden Laser bezeichnet, die Laserpulse erzeugen, welche Pulsdauern im Femto- bzw. Pikosekundenbereich aufweisen.

Bei der Charakterisierung von gepulster Laserstrahlung muss man sowohl räumliche als auch zeitliche Eigenschaften der Strahlung beachten. Diese Eigenschaften können hierbei stark variieren, abhängig vom jeweiligen Lasersystem.

3.1.1. Räumliche Charakterisierung eines ultrakurzen Laserpulses

Bei den in den Untersuchungen verwendeten Laserpulsen war die radiale Intensitätsverteilung $I(r)$ der Laserstrahlung durch eine Gauß-Verteilung gegeben. Die Formel hierfür lautet:

$$I(r) = I_{Max} e^{\frac{-2r^2}{w^2}} \quad [\text{Formel 3-1}]$$

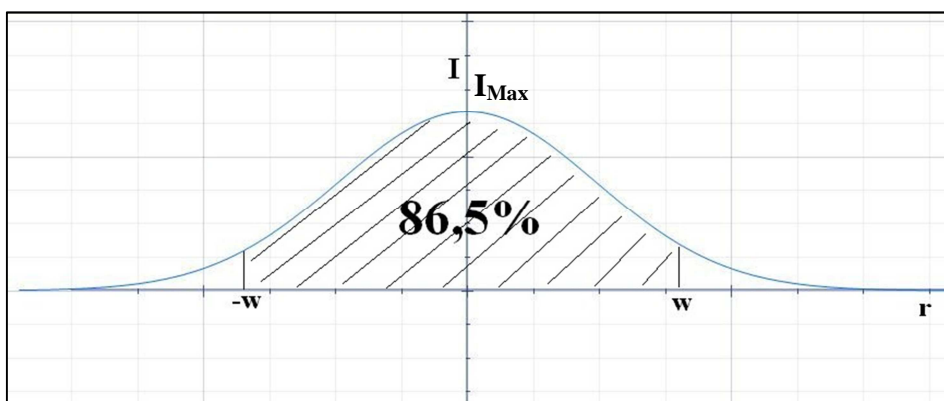


Abbildung 3-1: Räumliche Intensitätsverteilung $I(r)$ eines gaußförmigen Laserpulses

Der Strahlradius w beschreibt hierbei die Stelle, an der die Intensität auf den e^{-2} -Teil (= 13,5%) der maximalen Intensität I_{Max} abgefallen ist. In der damit gegebenen Strahlfläche πw^2 sind somit 86,5% der Laserleistung enthalten. Eine derartige Form der

Festlegung des Strahlradius ist erforderlich, da eine Beschreibung des Laserpulses mittels Gauß-Verteilung eine unendliche radiale Verteilung des Pulses nach sich zieht.

3.1.2. Zeitliche Charakterisierung eines ultrakurzen Laserpulses

Bei der zeitlichen Charakterisierung der in dieser Arbeit verwendeten Laserpulse muss man zwei unterschiedliche Pulsformen unterscheiden. Der zeitliche Verlauf der Pikosekundenlaserpulse folgt einer Gaußverteilung. Dabei gilt für die Laserleistung $P(t)$:

$$P(t) = P_0 e^{\frac{-4 \ln 2 t^2}{\tau_H^2}} \quad [\text{Formel 3-2}]$$

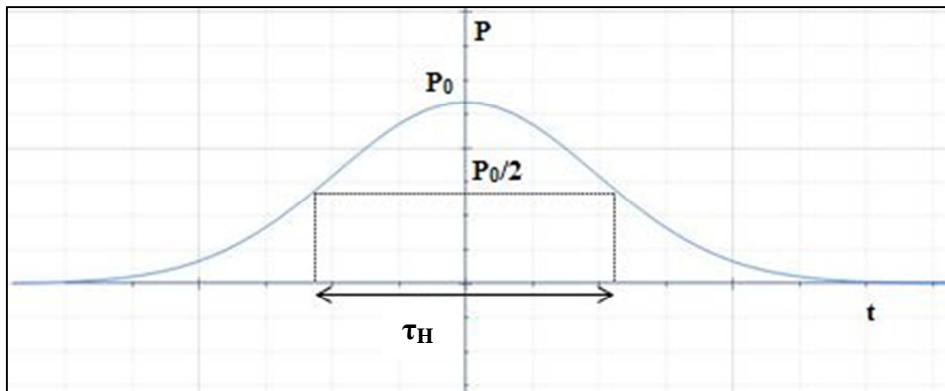


Abbildung 3-2: Zeitliche Leistungsverteilung $P(t)$ eines gaußförmigen Laserpulses

Als Pulsdauer τ_H wird die Zeit definiert, die zwischen den beiden Zeitpunkten vergeht bei denen die Leistung 50% der Pulsspitzenleistung (P_0) beträgt.

Bei den verwendeten Femtosekundenlaserpulsen liegt eine sech^2 -Verteilung der Laserpulse vor. Die Laserleistung ist hierbei wie folgt gegeben:

$$P(t) = P_0 \text{sech}^2 \left(1,76 \frac{t}{\tau_H} \right) \quad [\text{Formel 3-3}]$$

3.1.3. Weitere Größen zur Charakterisierung der ultrakurzen Laserpulse

Um die ultrakurzen Laserpulse vollständig zu definieren, sind weitere Größen erforderlich. Diese werden im Folgenden vorgestellt.

Pulsenergie: $Q \approx P_0 * \tau_H = \frac{P_{Av}}{f_P}$ [Formel 3-4]

mit P_{Av} - mittlere Laserleistung.

Die Pulsenergie ist abhängig von der Pulsform. Bei einem zeitlichen Gaußstrahl ist die exakte Darstellung der Pulsenergie:

$$Q = 1,064 * P_0 * \tau_H \quad [\text{Formel 3-5}]$$

Wohingegen bei einem sech^2 -Profil, wie es in dieser Arbeit bei den Femtosekundenlaserpulsen vorliegt, die Pulsenergie wie folgt gegeben ist:

$$Q = 1,135 * P_0 * \tau_H \quad [\text{Formel 3-6}]$$

Laserfluenz: $H = \frac{2 * Q}{\pi * w^2} = \frac{2 * P_{Av}}{f_P * \pi * w^2}$ [Formel 3-7]

Die Laserfluenz stellt in dieser Arbeit eine der wichtigsten Größen dar, um erreichte Ergebnisse interpretieren zu können. Sie gibt die eingebrachte Energie je Flächenelement an.

3.2. Wechselwirkungsmechanismen zwischen ultrakurzen Laserpulsen und Materie

Die geringen Pulsdauern der ultrakurzen Laserpulse machen es erforderlich, physikalische Gesetzmäßigkeiten zu beachten, die bei längeren Laserpulsen vernachlässigt werden können. Wichtig ist, dass der Festkörper in zwei Subsysteme unterteilt werden muss, wenn man die Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Materie betrachtet. Die beiden Subsysteme sind das Elektronensystem und das

Gitter- bzw. Phononensystem. Diese Subsysteme sind miteinander gekoppelt, müssen aber getrennt voneinander betrachtet werden. Erstmals wurde eine Unterteilung in die beiden Subsysteme durch S.I. Anisimov et. al. 1974 erwähnt [1]. Es wurde das Zwei-Temperatur-Modell des Festkörpers als physikalische Grundlage für die Wechselwirkung von ultrakurzer Laserstrahlung mit Festkörpern eingeführt. Im Laufe der Zeit wurden anhand dieses Modells theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt, um die Effekte der Bestrahlung von Festkörpern mit ultrakurzen Laserpulsen aufzudecken. Dabei stellte es sich heraus, dass sich die Energieausbreitung im Material aus mehreren Teilprozessen zusammensetzt, die getrennt voneinander betrachtet werden müssen. Diese Energieausbreitungsmechanismen werden im Folgenden beschrieben. Um eine unnötige Komplexität der theoretischen Betrachtung der Energieausbreitungsmechanismen zu vermeiden, werden in der vorliegenden Arbeit Vereinfachungen bei dieser Betrachtung eingeführt.

Die getroffenen Vereinfachungen sind:

- Die Ausbreitung der Energie findet nur in die Materialtiefe statt. Die laterale Energieausbreitung wird vernachlässigt.
- Die Laserenergie wird komplett im Festkörper deponiert. Die Effekte an der Grenzfläche Atmosphäre-Festkörper, wie beispielsweise die Reflexion werden vernachlässigt bzw. nicht betrachtet.
- Auftretende Plasmaeffekte werden vernachlässigt.
- Es findet kein Materialabtrag bzw. keine Schmelzbildung während des Laserpulses statt.

Es sei bei der Betrachtung der Energieausbreitung in Metallen, welche in den Kapiteln 3.2.1 und 3.2.2 stattfindet, auf die Quellen [8][9] verwiesen, aus denen die theoretischen Betrachtungen zum Großteil abgeleitet wurden.

3.2.1. Ballistische Elektronen und Elektron-Elektron-Streuung

Bei der Bestrahlung eines Festkörpers mit einem ultrakurzen Laserpuls wird die Energie des Laserpulses von den Photonen auf die Elektronen des Festkörpers übertragen. Die Intensität $I(z,t)$ zum Zeitpunkt t in der Materialtiefe z folgt dabei dem Lambert-Beerschen-Gesetz:

$$I(z, t) = I_0(t) * e^{-\alpha z} \quad \text{[Formel 3-8]}$$

mit $I_0(t)$ – Intensität bei $z = 0$ zum Zeitpunkt t , α - Absorptionskoeffizient.

In Metallen kommt es zur Anregung der Leitungsbandelektronen des Elektronensystems. Es stellt sich aufgrund der Anregung durch den Laserpuls ein Nichtgleichgewicht im Elektronensystem ein. Das heißt, es existieren zeitgleich hochangeregte Elektronen sowie Elektronen, die sich im Grundzustand befinden. Dem Elektronensystem kann zu diesem Zeitpunkt, aufgrund des thermischen Nichtgleichgewichts, keine Fermiverteilung zugeschrieben werden.

Es setzen, beginnend mit der Anregung durch den Laserpuls, zwei gegenläufige Prozesse ein. Zum einen bewegen sich die hochangeregten Elektronen mit Geschwindigkeiten nahe der Fermigeschwindigkeit v_F ($\approx 10^6$ m/s) tiefer ins Material. Diese Bewegung der Elektronen wird in der Literatur [9] häufig als ballistische Bewegung beschrieben und analog dazu werden die hochangeregten Elektronen als ballistische Elektronen bezeichnet. Die Eindringtiefe der ballistischen Elektronen ist stark von der Bandstruktur des jeweiligen Metalls abhängig. Aufgrund der großen Besetzungsdichte an der Fermikante ergeben sich für d-Band-Metalle, zu denen auch Eisen (Näherung für Stahl) gehört, Eindringtiefen, die im Bereich der optischen Eindringtiefe liegen. Der zweite Prozess ist, dass die hochangeregten Elektronen Energie durch Elektron-Elektron-Stöße an die Elektronen abgeben, die sich im Grundzustand befinden. Aufgrund dieser Elektron-Elektron-Stöße kommt es zur Thermalisierung des Elektronensystems. Die Thermalisierungszeit liegt dabei im Bereich von einigen Femtosekunden bis in den Pikosekundenbereich und ist abhängig von der Lebenszeit der angeregten Elektronenzustände. Die Thermalisierungszeit ist abhängig von der Anregungsdichte der eingestrahlten Laserstrahlung. Bei einer stärkeren Anregung (höhere eingestrahlte Intensität) thermalisiert das Elektronensystem schneller, aufgrund des größeren Phasenraums der Zustände, welche für die

Elektron-Elektron-Streuung zur Verfügung stehen. Dadurch stellt sich eine Fermiverteilung im Elektronensystem ein, in der höhere Energiezustände existieren, was einer höheren Elektronentemperatur entspricht (siehe Abbildung 3-3).

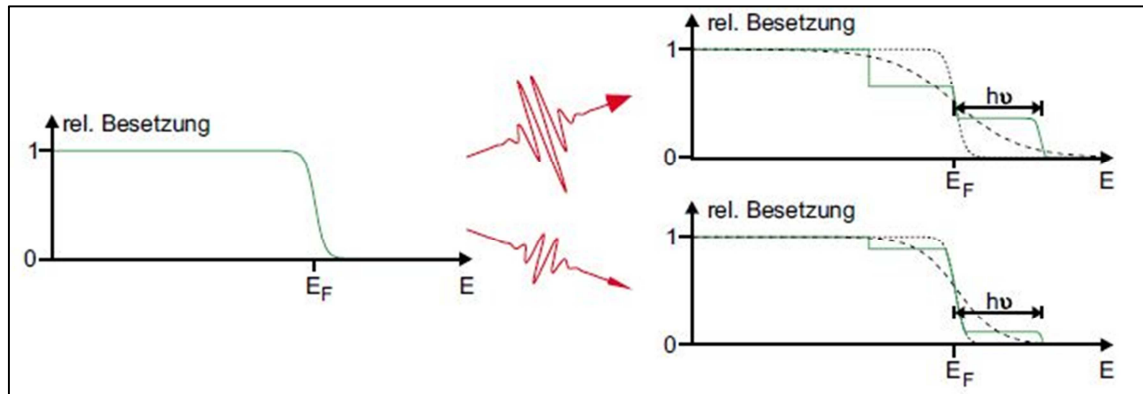


Abbildung 3-3: Besetzungszustände nach der Anregung des Elektronensystem mit unterschiedlichen Anregungsdichten (E_F – Fermienergie, E – Energie, $h\nu$ – Photonenenergie) [8]. Die obere Darstellung entspricht dabei der höheren Anregungsdichte.

Aufgrund der hohen Anregung der Elektronen ist der Energieübertrag zwischen den ballistischen Elektronen und dem Phononensystem sehr gering und kann zu diesem Zeitpunkt vernachlässigt werden.

3.2.2. Thermische Elektronen und Elektron-Phonon-Streuung

Nachdem das Elektronensystem thermalisiert ist, hat sich ein Temperaturgradient in die Materialtiefe eingestellt, der Antrieb für die Bewegung der sogenannten heißen Elektronen ist. Diese Bewegung erfolgt mit einer Geschwindigkeit in einer Größenordnung von ca. 10^4 m/s in die Materialtiefe hinein. Die thermalisierten Elektronen dringen jedoch nicht nur tiefer ins Material ein, sie geben ihre Energie auch durch Elektron-Phonon-Stöße an das Phononensystem ab. Diese beiden Prozesse, sowie die Wirkung des Laserpulses, lassen sich durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen mathematisch beschreiben:

$$C_{el}(T_{el}) \frac{\partial}{\partial t} T_{el} = \nabla (\kappa_{el} \nabla T_{el}) - g(T_{el}, T_{ph}) + S(z, t) \quad [\text{Formel 3-9}]$$

$$C_{ph}(T_{ph}) \frac{\partial}{\partial t} T_{ph} = \nabla (\kappa_{ph} \nabla T_{ph}) + g(T_{el}, T_{ph}) \quad [\text{Formel 3-10}]$$

mit C_{el} – Wärmekapazität des Elektronensystems, C_{ph} – Wärmekapazität des Phononensystems, T_{el} – Elektronentemperatur, T_{ph} – Phononentemperatur, κ_{el} – Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems, κ_{ph} – Wärmeleitfähigkeit des Phononensystems, g – Elektron-Phonon-Kopplungskonstante, $S(z, t)$ – Anregungsterm des Laserpulses.

Die Formel 3-9 beschreibt hierbei das Elektronensystem und die Formel 3-10 das Phononensystem. Die jeweilige linke Seite der Gleichung stellt die zeitliche Änderung der Temperatur des Elektronen- bzw. Phononensystems dar. Auf der rechten Seite der Gleichungen, sind der Term der thermischen Diffusion innerhalb des Elektronen- bzw. Phononensystems, der Term der Elektron-Phonon-Kopplung und in Formel 3-9 zusätzlich der Anregungsquellterm des Laserpulses zu finden.

Die beiden Differentialgleichungen lassen sich mit den folgenden Annahmen vereinfachen, bzw. modifizieren:

- Die Energieausbreitung findet ausschließlich in die Materialtiefe statt.
- Die Wärmeleitfähigkeit des Phononensystems ist vernachlässigbar gegenüber der Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems.

Der Anregungsterm des Laserpulses muss zusätzlich mit einem Korrekturterm angepasst werden, der den ballistischen Energietransport der Elektronen repräsentiert, da dieser Energietransport bisher nicht mit berücksichtigt wurde. Die beiden Differentialgleichungen Formel 3-9 und Formel 3-10 ergeben sich letztendlich zu:

$$C_{el}(T_{el}) \frac{\partial}{\partial t} T_{el} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_{el} \frac{\partial}{\partial z} T_{el} \right) - g(T_{el}, T_{ph}) + S_{ball}(z, t) \quad [\text{Formel 3-11}]$$

$$C_{ph}(T_{ph}) \frac{\partial}{\partial t} T_{ph} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_{ph} \frac{\partial}{\partial z} T_{ph} \right) + g(T_{el}, T_{ph}) \quad [\text{Formel 3-12}]$$

mit $S_{ball}(z, t)$ – Anregungsterm des Laserpulses, der mit dem Korrekturterm des ballistischen Energietransportes der Elektronen angepasst wurde.

Die Relaxationszeit τ_R , nach der das Elektronensystem und das Phononensystem die gleiche Systemtemperatur aufweisen ($T_{el} = T_{ph}$), kann mit folgender Formel bestimmt werden:

$$\tau_R = \frac{A_e * T_{el}(z=0, t=\tau_R)}{g} \quad [\text{Formel 3-13}]$$

mit A_e – Sommerfeld-Parameter.

Der Sommerfeld stellt eine Materialkenngröße dar und ist gegeben durch:

$$A_e = \frac{\pi^2 k_B^2}{2 E_F} * n \quad [\text{Formel 3-14}]$$

mit k_B – Boltzmann-Konstante, n – Elektronendichte.

Die Diffusionslänge der heißen Elektronen L_C kann abgeleitet werden zu:

$$L_C = \sqrt{\frac{2 * \kappa_{el,0}}{A_e * T_{Ph}}} * \tau_R \quad [\text{Formel 3-15}]$$

mit $\kappa_{el,0}$ – Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems bei $T_{el} = T_{ph}$.

Für die genaue Herleitung der Formeln 3-13 bis Formel 3-15 sei auf Quelle [9] verwiesen.

Die Hauptaussage, die sich in den Formel 3-13 und 3-15 verbirgt, ist, dass sich die Elektronen innerhalb der Relaxationszeit τ_R bis zu einer Tiefe, die der Diffusionslänge L_C entspricht, aufgrund der thermischen Diffusion ausbreiten. Nach dieser Relaxationszeit wird der Energietransport in die Materialtiefe hinein durch die thermische Wärmeleitung nach dem Fourierschen Gesetz (siehe Kapitel 3.2.3) bestimmt.

Anhand der Formel 3-13 wird ersichtlich, dass die Relaxationszeit von der Stärke der Kopplung, der beiden Subsysteme und der erreichten Elektronentemperatur abhängt. Bei einer starken Kopplung der Subsysteme, wie sie bei Eisen gegeben ist, ist die Relaxationszeit gering und liegt im Bereich von einigen wenigen Pikosekunden. Bei hohen Elektronentemperaturen, die durch Anregung mit hohen Anregungsdichten entstehen, ergibt sich eine große Relaxationszeit zwischen Elektronen- und Phononensystem. Da durch Formel 3-13 der Zusammenhang zwischen L_C und τ_R gegeben ist ($L_C \sim \sqrt{\tau_R}$), wird ersichtlich, dass eine größere Anregungsdichte letztendlich auch zu einer größeren Diffusionslänge der heißen Elektronen führt.

3.2.3. Thermische Wärmeleitung

Nachdem die Thermalisierung des Elektronensystems stattgefunden hat und sich auch Elektronen- und Phononensystem im thermischen Gleichgewicht befinden, kann das Metall als einheitliches Kompaktmaterial betrachtet werden. Die Energieausbreitung im Material wird in diesem Zeitbereich durch die Wärmeleitung dem Fourierschen Gesetz folgend beschrieben. Die Geschwindigkeit der Energieausbreitung liegt im Größenbereich von 10^2 m/s. Es ergibt sich hierbei für die Wärmestromdichte $\frac{dq}{dt}$:

$$\frac{dq}{dt} = - \kappa_{th} \text{ grad } T \quad [\text{Formel 3-16}]$$

mit κ_{th} – Wärmeleitfähigkeit des Kompaktmaterials und T – Temperatur des Kompaktmaterials.

Die thermische Diffusionslänge l_{th} ist wie folgt gegeben:

$$l_{th} = 2 * \sqrt{\kappa_{th} * t} \quad [\text{Formel 3-17}]$$

Wie anhand von Formel 3-17 zu erkennen ist, ist die thermische Wärmeleitung nur durch das Material bestimmt. Das heißt, dass diese Energieausbreitung unabhängig von der Intensität bzw. Pulsdauer des anregenden Laserpulses ist.

3.2.4. Unterteilung in zwei fluenzabhängige Ablationsregime

Die beiden unterschiedlichen Ausbreitungsmechanismen der Elektronen, der ballistische Transport und die Diffusion der heißen Elektronen, haben beim Ablationsprozess unterschiedlich starken Einfluss, abhängig von der verwendeten Fluenz. Der ballistische Transport ist ausschlaggebend für den Ablationsprozess, wenn geringe Fluenzen zum Einsatz kommen. Bei höheren Fluenzen dominiert jedoch die Diffusion der heißen Elektronen. Bei der Ablation von Metallen mittels ultrakurzen Laserpulsen wird aus diesem Grund in zwei Ablationsregime unterschieden. Man unterteilt in ein „low fluence regime“ und ein „high fluence regime“, die sich ab einer materialabhängigen Fluenz voneinander unterscheiden. Eine Unterteilung in die beiden Regime und eine Diskussion darüber, ist in [16] zu finden.

Im „low fluence regime“ ist die Abtragtiefe pro Puls z_{puls} gegeben durch:

$$z_{\text{Puls}} \approx L_B * \ln \frac{H}{H_{\text{th}}^\alpha} \quad [\text{Formel 3-18}]$$

mit L_B – Eindringtiefe der ballistischen Elektronen und H_{th}^α – Ablationsschwelle des „low fluence regime“.

Die Formel 3-18 unterscheidet sich zu der Formel, die in Quelle [16] für die Berechnung der Abtragtiefe pro Puls im „low fluence regime“ verwendet wird, dadurch, dass anstelle der optische Eindringtiefe der elektromagnetischen Strahlung, die Eindringtiefe der ballistischen Elektronen verwendet wird.

Bei höheren Fluenzen („high fluence regime“), bei denen die Diffusion der heißen Elektronen den Ablationsprozess dominiert, ist die Abtragtiefe pro Puls durch folgende Gleichung gegeben:

$$z_{\text{Puls}} \approx L_C * \ln \frac{H}{H_{\text{th}}^1} \quad [\text{Formel 3-19}]$$

mit H_{th}^1 – Ablationsschwelle des „high fluence regime“

In Abbildung 3-4 sind die beiden unterschiedlichen Ablationsregime für zwei verschiedene Materialien erkennbar.

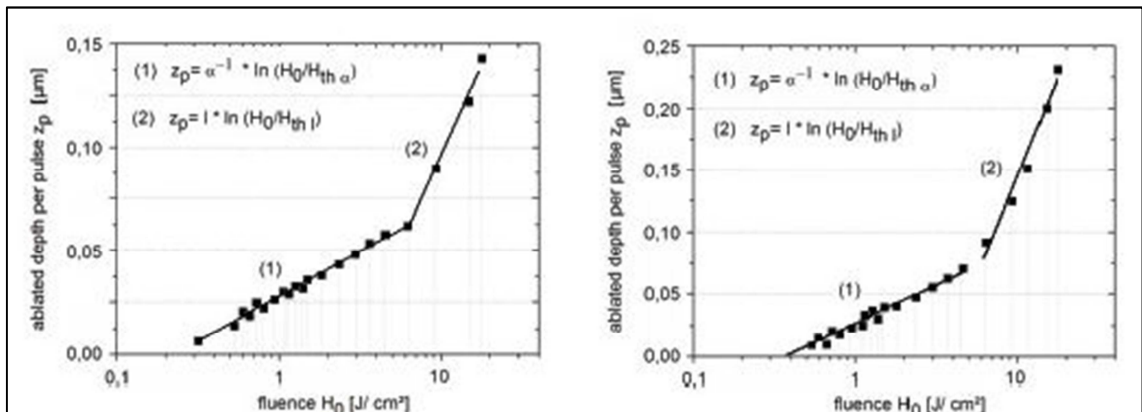


Abbildung 3-4: Darstellung der beiden fluenzabhängigen Ablationsregime am Beispiel der Materialien Stahl (linkes Bild) und Wolfram-Carbid (rechtes Bild) [17]

Es muss hierbei jedoch erwähnt werden, dass Veröffentlichungen existieren, die einen anderen funktionellen Zusammenhang zwischen Fluenz und Abtragtiefe pro Puls im „high fluence regime“ ermitteln. Es sei hierbei auf [18] verwiesen. Darin wird ein

linearer Zusammenhang zwischen der Fluenz und der Ablationstiefe bei der Verwendung hoher Fluenzen dargestellt. Der Unterschied wird mittels einer temperaturabhängigen Kopplung zwischen Elektronen- und Phononensystem begründet. Es soll in der hier vorliegenden Arbeit jedoch nicht weiter auf diese sich unterscheidenden Darstellungen der Abhängigkeit der Ablationstiefe im „high fluence regime“ eingegangen werden, da die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche, mit geringen Fluenzen stattfanden und somit dem „low fluence regime“ zugeordnet werden können.

3.2.5. Einfluss der Pulsdauer auf die Ablation

Aufgrund der in den Kapiteln 3.2.1 und 3.2.2 theoretisch betrachteten Grundlagen, kann der Pulsdauer ein entscheidender Einfluss auf die Ablation zugeschrieben werden. Eine Erhöhung der Pulsdauer mit gleichbleibender Pulsenergie bewirkt eine Reduzierung der Intensität und somit auch der Anregungsdichte. Dies hat eine geringere Elektronentemperatur zur Folge. Es wurde bereits beigezeigt, dass mit einer geringeren Elektronentemperatur auch immer eine geringere Diffusionslänge der Elektronen einhergeht, was zu einem geringeren Eindringen der thermischen Energie ins Festkörpermateriale und damit zu einem verminderten Abtrag bei größeren Pulsdauern führt. Dies wurde in [4] für die Bearbeitung von unterschiedlichen Metallen experimentell nachgewiesen. In Abbildung 3-5 sowie in Abbildung 3-6 ist erkennbar, dass bei der Bearbeitung von Stahl mit gleichbleibender Fluenz aber größerer Pulsdauer die Ablationstiefe pro Puls geringer wird. Die Verringerung der Ablationstiefe pro Puls ist in beiden Ablationsregimen beobachtbar. Im „low fluence regime“ (Abbildung 3-6) ist dies auf die niedrigeren Elektronentemperaturen aufgrund der geringeren Anregungsdichte zurückzuführen (siehe Kapitel 3.2.1). Im „high fluence regime“ (Abbildung 3-5) kommt es zur Verringerung der Ablationstiefe durch die geringere Diffusionslänge der Elektronen, bedingt durch die geringere Elektronentemperatur (siehe Kapitel 3.2.2).

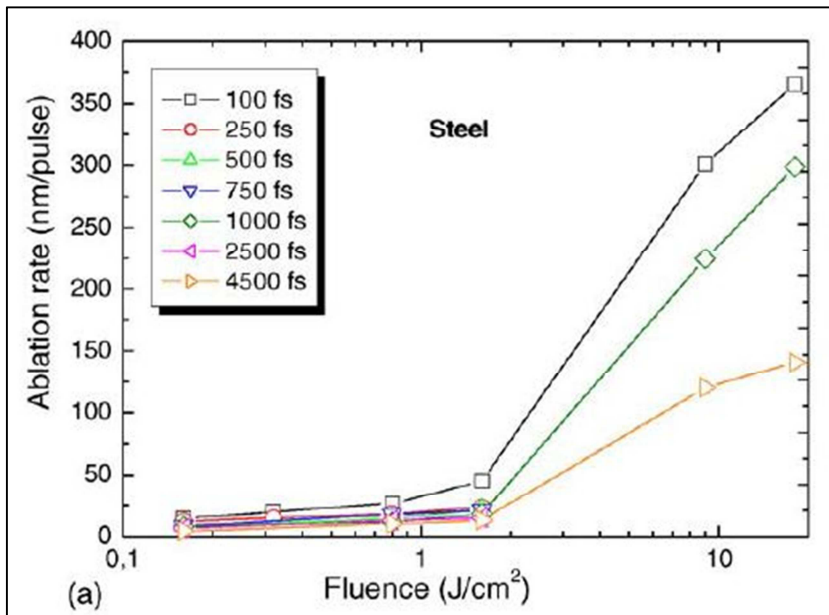


Abbildung 3-5: Abhängigkeit der Ablationstiefe von der Fluenz bei der Bearbeitung von Stahl mit Laserpulsen unterschiedlicher Pulsdauer [4]

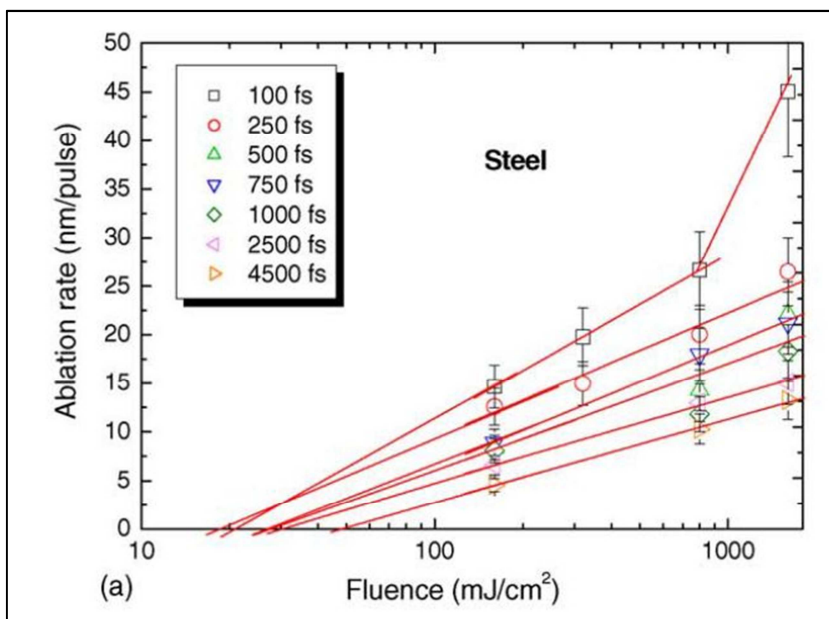


Abbildung 3-6: Abhängigkeit der Ablationstiefe von der Fluenz bei der Bearbeitung von Stahl mit Laserpulsen unterschiedlicher Fluenz im „low fluence regime“ [4]

3.3. Effekte bei der flächigen Mikrostrukturierung mit ultrakurzen Laserpulsen

In den bisherigen Kapiteln wurden Effekte der Ultrakurzpulslaserbearbeitung betrachtet und beschrieben, die bereits bei der Bestrahlung von Materie mit einem Einzelpuls auftreten. In der hier vorliegenden Arbeit werden jedoch Untersuchungen präsentiert, die sich mit der flächigen Bearbeitung beschäftigen. Aus diesem Grund müssen weitere Phänomene beschrieben und erläutert werden, welche bei der Bearbeitung mit einer hohen Anzahl von Laserpulsen auftreten.

3.6.1. Inkubationseffekt

In der Quelle [10] wird das Prinzip der Inkubation beschrieben und experimentell nachgewiesen. Bei dem Inkubationseffekt wird die Ablationsschwelle aufgrund einer höheren Anzahl von wirkenden Laserpulsen herabgesetzt. Es wird die Ripple-Bildung als Erklärung für dieses Phänomen herangezogen. In den Randbereichen eines Laserpulses wird die Ablationsschwelle aufgrund der geringeren Anregungsdichte nicht überschritten. Es kommt daher nicht zum Materialabtrag in diesen Bereichen. Die Fluenz ist jedoch ausreichend, um Ripple-Strukturen entstehen zu lassen (Für eine detailliertere Darstellung zur Form und Gestalt der sich bildenden Oberflächenstrukturen bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen, sei hier auf Kapitel 3.6.4 verwiesen.). Auf den durch die Ripple-Bildung angerauten Oberflächen, ist es Folgepulsen möglich, Material zu ablatieren. Dies ist, auf die sich ändernden Absorptionseigenschaften auf den unregelmäßigen Oberflächenstrukturen zurück zu führen. Das bedeutet, dass sich bei Laserpulsen, welche auf durch die Ripple-Bildung angeraute Oberflächen treffen, die Ablationsfläche vergrößert und mehr Material ablatiert werden kann. Dies ist gleichbedeutend mit einer Verringerung der Ablationsschwelle. In Abbildung 3-7 ist dieses Prinzip grafisch dargestellt.

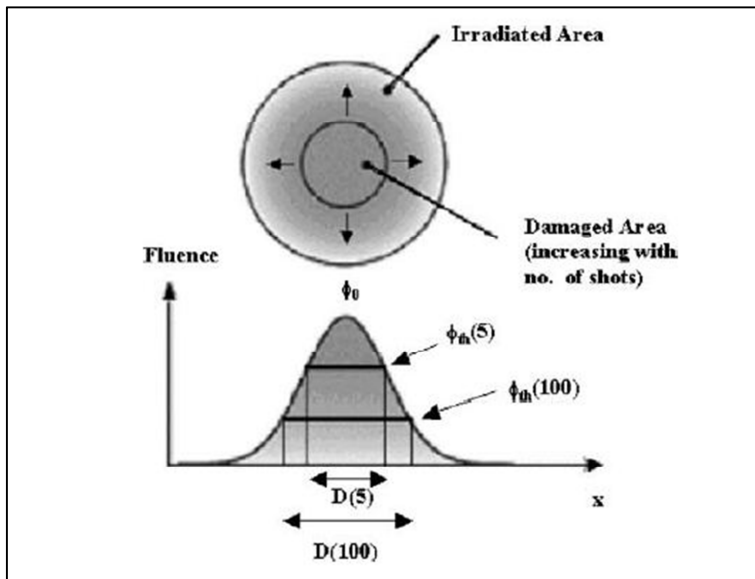


Abbildung 3-7: Prinzipdarstellung des Inkubationseffektes [10]

Es ergibt sich für die Ablationsschwelle $H_{th}(N)$ eine Abhängigkeit von der Pulsanzahl nach folgender Formel:

$$H_{th}(N) = H_{th}(1) * N^{S-1} \quad [\text{Formel 3-20}]$$

mit $H_{th}(1)$ – Ablationsschwelle Einzelpuls, N – Anzahl der Pulse, S – materialspezifische Konstante.

Der sich veränderte Wirkdurchmesser und damit verbunden die sich ändernde Ablationsfläche wurde in [10] am Beispiel von Stahl ermittelt. Es ist in Abbildung 3-8 erkennbar, dass sich der Wirkdurchmesser mit steigender Anzahl von Pulsen erhöht. Die Vergrößerung des Wirkdurchmessers ist bei den ersten Laserpulsen besonders hoch. Bei einer höheren Anzahl von Laserpulsen wird die Änderung des Wirkdurchmessers geringer. Es ist feststellen, dass der Effekt der Inkubation bei einer hohen Anzahl von wirkenden Laserpulsen in eine Sättigung läuft.

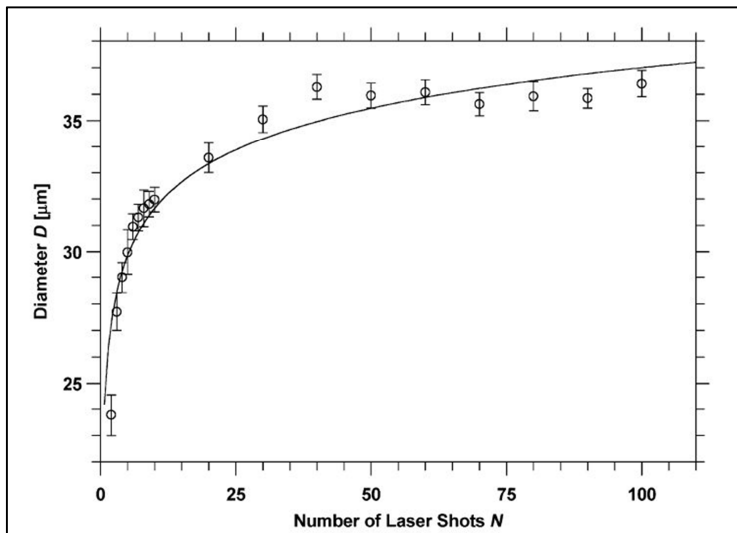


Abbildung 3-8: Abhängigkeit des Wirkdurchmessers von der Anzahl der Pulse bei der Bearbeitung von Stahl [10]

3.6.2. Temperatureffekte

Die Wärmeentwicklung im Material ist bei der flächigen Bearbeitung von Material wichtig für die Interpretation der Bearbeitungsergebnisse. Eine wissenschaftliche Arbeit über die Erwärmung des bearbeiteten Materials liefert die Quelle [13]. In der Veröffentlichung werden Ergebnisse präsentiert, bei denen Probekörper während der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen „in situ“ mit einer Thermokamera aufgenommen wurden. In Abbildung 3-9 sind die Temperaturverläufe innerhalb einer bearbeiteten Stahlprobe bei der Verwendung verschiedener Fluenzen zu erkennen. Es wird ersichtlich, dass es zu einer Erwärmung der Probe aufgrund der Bearbeitung kommt. Bereits bei geringen Fluenzen von 594 mJ/cm^2 wurde an der Bearbeitungsstelle eine Temperatur von über 70°C erreicht. Berechnungen zeigten, dass bei der Bearbeitung der Stahlprobe 68 % bis 77 % der eingestrahnten Laserenergie in Wärme umgewandelt wurden.

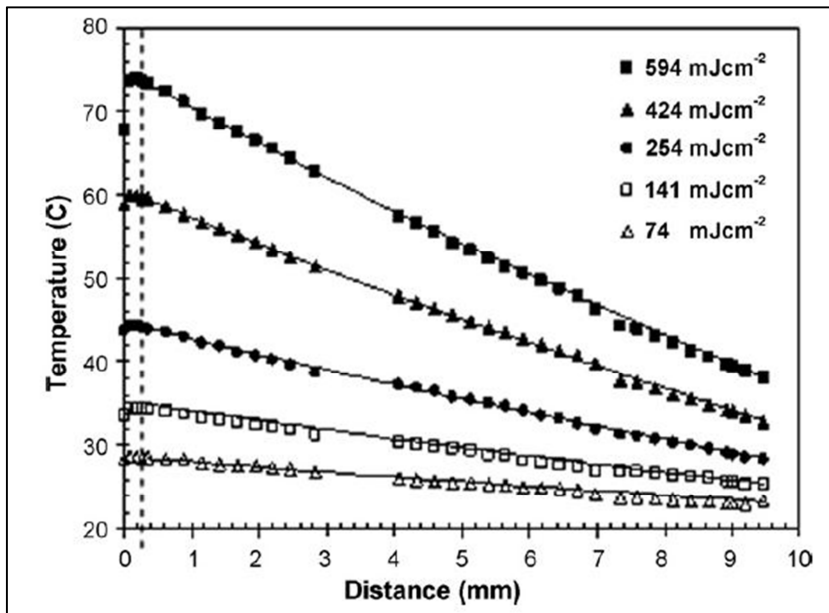


Abbildung 3-9: Temperaturentwicklung in einer Stahlprobe aufgrund der Bestrahlung mit Laserpulsen unterschiedlicher Fluenz [13]

Da es zu einer Erwärmung des Materials kommt, muss geklärt werden, wie sich das Bearbeitungsergebnis ändert, wenn wärmeres Material bestrahlt wird. Hierbei sei auf Quelle [12] verwiesen. Es werden in dieser Veröffentlichung Experimente vorgestellt, bei denen untersucht wurde, inwieweit sich die Substrattemperatur auf das Bearbeitungsergebnis auswirkt. Es wurden hierbei die Materialien Silizium, Edelstahl und Glas bei unterschiedlichen Substrattemperaturen bearbeitet. Die Fluenzen, die bei den Untersuchungen verwendet wurden, erstreckten sich über einen Bereich von 0,05 J/cm² bis 4 J/cm².

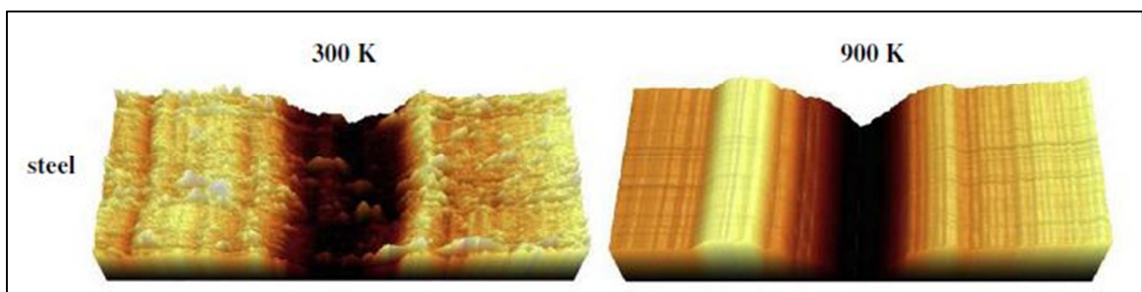


Abbildung 3-10: Atomkraftmikroskopie-Aufnahmen der Edelstahloberfläche nach der Bearbeitung mit einer Fluenz von 2 J/cm² und unterschiedlichen Substrattemperaturen [12]

Es wurde bei den Versuchen an Edelstahl-Substraten festgestellt, dass eine Erhöhung der Substrattemperatur eine Verbesserung des Bearbeitungsergebnisses bewirkt. Es zeigte sich, dass sowohl die Qualität der Bearbeitung (geringere Rauigkeit), als auch die Abtragstiefe selbst gesteigert werden konnte. Dies ist sowohl anhand der Atomkraftmikroskop-Aufnahmen (Abbildung 3-10) als auch anhand der Messwerte (Abbildung 3-11) ersichtlich.

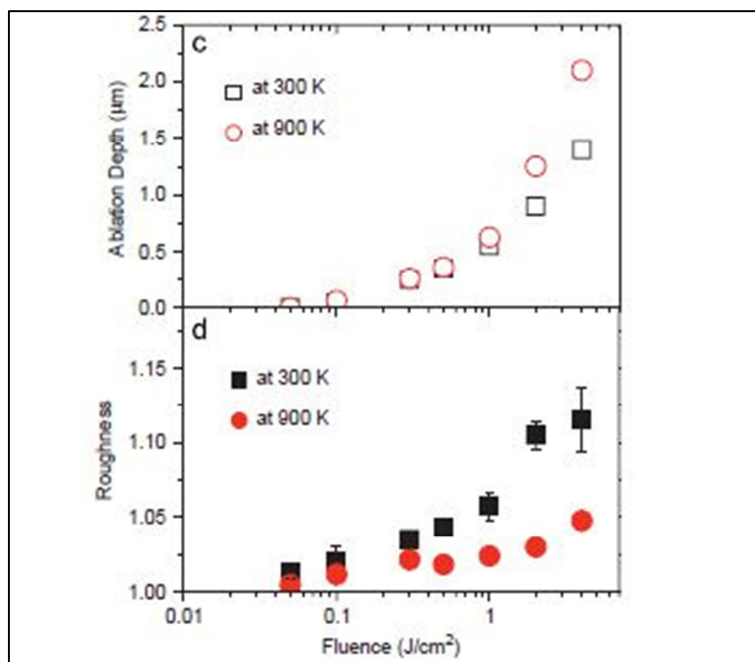


Abbildung 3-11: Messwerte der Ablationstiefe und der Rauigkeit bei der Bearbeitung von Stahl in Abhängigkeit der Fluenz bei unterschiedlichen Substrattemperaturen [12]

3.6.3. Plasmabildung und räumliche Verteilung des ablatierten Material

Ablatiertes Material bzw. Plasma kann den Ablationsprozess bei der Verwendung von mehreren Laserpulsen beeinflussen. Bei der flächigen Bearbeitung muss der Zeitbereich bestimmt werden, der bei der Betrachtung des Einflusses des ablatierten Material und des Plasmas von Interesse ist. Dieser Zeitbereich ist bestimmt durch die Frequenz mit der die Pulse auf die Bearbeitungsstelle treffen. In der hier vorliegenden Arbeit geschah

dies im kHz-Bereich bis in den MHz-Bereich. Dadurch ist der für diese Arbeit interessante Zeitbereich im ms-Bereich bzw. im μ s-Bereich angesiedelt.

In der Veröffentlichung [11] wurde die Plasmabildung bzw. das ablatierte Material in diesem Zeitbereich untersucht. Es wurden hierbei Versuche durchgeführt, bei denen die Transmission oberhalb der Bearbeitungsstelle nach der Bestrahlung unterschiedlicher Materialien mit ultrakurzen Laserpulsen gemessen wurde. Es zeigt sich, dass die Transmission hierbei zwei Minima aufweist (Abbildung 3-12).

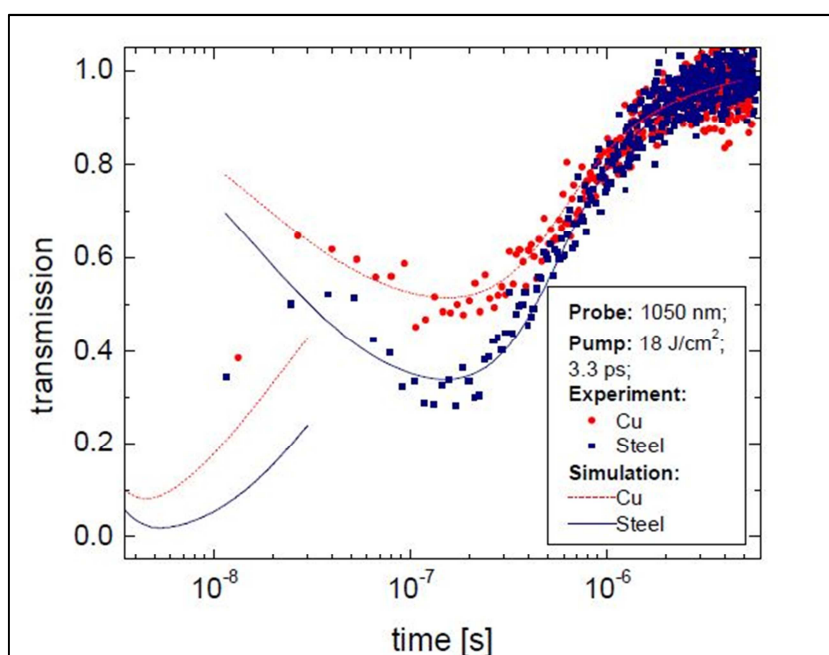


Abbildung 3-12: Transmission oberhalb der Bearbeitungsstelle nach der Bearbeitung von Kupfer und Stahl mit ultrakurzen Pulsen [11]

Das erste Minimum liegt dabei in einem Bereich von wenigen Nanosekunden, das zweite Minimum bei ca. 200 ns. In dem Bereich, der für diese Arbeit von Interesse ist (ms- bzw. μ s-Bereich), wurde festgestellt, dass die Transmission nicht bei 100 % liegt. Vielmehr ist es so, dass in diesem Bereich die Transmission sich von dem Minima bei 200 ns bis zum Maximalwert von 100 % erhöht. Der Maximalwert wird jedoch erst nach ca. 2 μ s bis 3 μ s erreicht. Dies entspricht einer Pulsfolgefrequenz von 333 kHz bis 500 kHz. Demzufolge muss bei der Bewertung der Versuche, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, der Einfluss des Plasmas mit berücksichtigt werden.

3.6.4. Mikrostrukturen auf der bearbeiteten Oberfläche

In mehreren Veröffentlichungen (z.B. [19][20][21]) wurden die Phänomene der Oberflächengestaltung bei der Bearbeitung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen dargestellt und diskutiert. Es zeigt sich, dass hierbei periodische Strukturen entstehen, die durch die Wahl der Laserparameter in ihrer Form und Gestalt variiert werden können. Diese Strukturen werden als Ripple bezeichnet (Abbildung 3-13). Es werden derzeit Untersuchungen zur Ripple-Entstehung durchgeführt, da diese bisher noch nicht vollständig geklärt werden konnte.

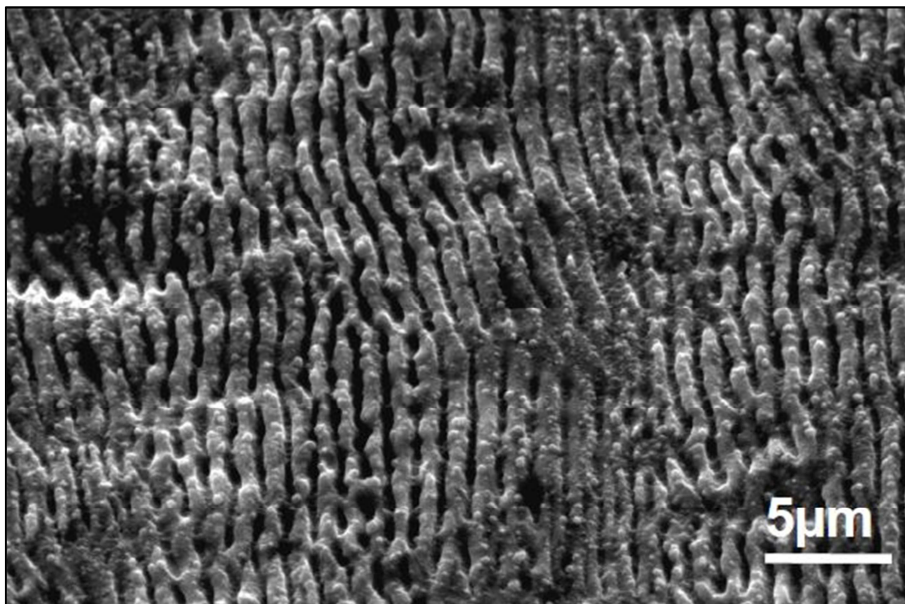


Abbildung 3-13: Ripple-Bildung in Edelstahl nach der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen [19]

Des Weiteren wurde festgestellt, dass sich bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen nicht nur Ripple-Strukturen bilden, sondern dass es zusätzlich zur Bildung von Überstrukturen kommt, die „conical like structures“ genannt werden. Diese haben im Vergleich zu den Ripple-Strukturen größere Abmaße (Abbildung 3-14). Mehrere Veröffentlichungen bestätigen die Ausbildung dieser Struktur nicht nur für Stahl [20], sondern auch für andere Materialien wie beispielsweise Aluminium, Kupfer oder Titan [21]. Es konnte bisher noch nicht endgültig der Entstehungsprozess dieser Strukturen physikalisch geklärt werden.

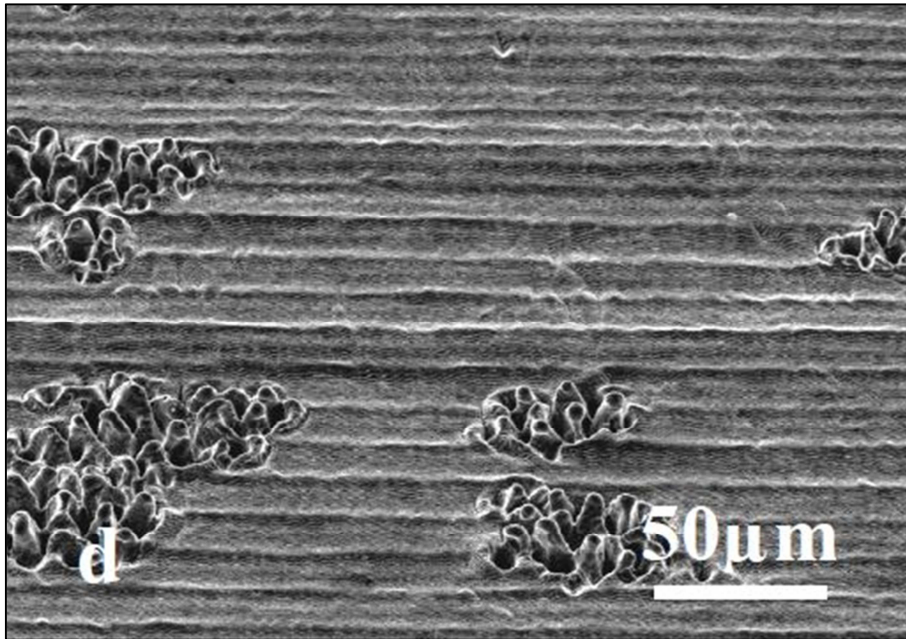


Abbildung 3-14: Ripple-Strukturen und Überstrukturen in Edelstahl infolge der Bestrahlung mit ultrakurzen Laserpulsen [19]

4. Material und Methoden

4.1. Bearbeitungsanlagen

4.1.1. Femtosekundenlaseranlage

Für die Untersuchungen, bei denen Femtosekundenlaserpulse zum Einsatz kamen, stand ein Laser der Marke Impulse von Clark-MXR Inc. zur Verfügung. Hierbei handelt es sich um einen diodengepumpten Femtosekundenlaser. Die Bearbeitungsanlage [19][22], in die das Lasergerät integriert wurde, ist in Abbildung 4-1 zu erkennen. Die Anlage befindet sich in einem klimatisierten Reinraum, um Umwelteinflüsse zu vermeiden. Das Grundgerüst der Anlage bildet hierbei eine Granitplatte, die von einer Schutzumhausung umgeben ist. An der Station für die Mikrobearbeitung wird der Laserstrahl mittels eines Scannersystems über das zu bearbeitende Werkstück geführt. Eine Relativbewegung der Probe unter Verwendung des beweglichen Koordinatentisches ist zusätzlich möglich, wurde jedoch bei den Versuchsreihen nicht angewandt.

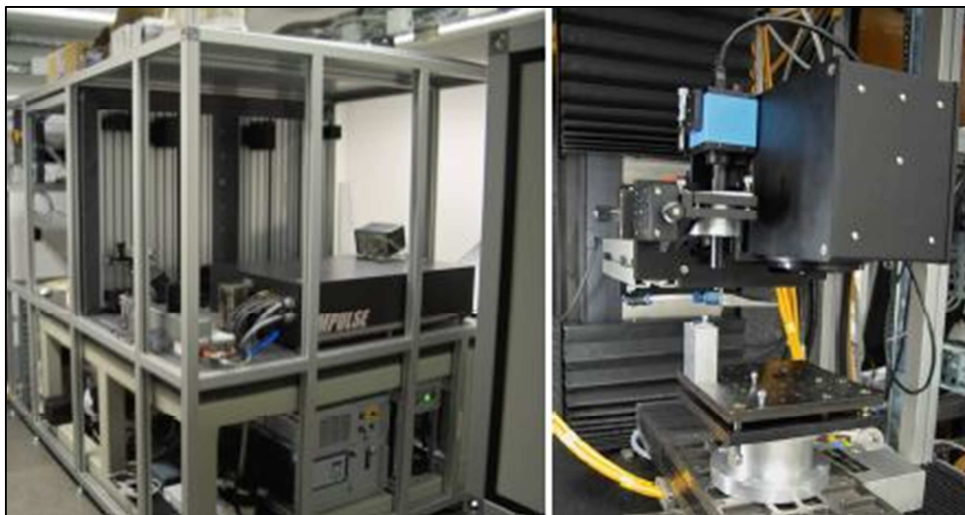


Abbildung 4-1: Bearbeitungsanlage mit geöffnetem Gehäuse und Lasergerät (links), sowie Bearbeitungstisch und Strahlführungseinheit (rechts) [19]

Die Spezifikationen des Lasergerätes sind in Tabelle 4-1 zusammengefasst.

Tabelle 4-1: Spezifikationen des Femtosekundenlasers [19][22]

Wellenlänge	1030 nm
Pulsfolgefrequenz	0 bis 25 MHz
Pulsdauer	ca. 180 fs (sech ² -Profil)
Maximale mittlere Laserleistung	bis 20 W
Strahldivergenz	< 1 mrad
Beugungsbegrenzungsfaktor M ²	ca. 1,2
Pulsenergie	bis 10 µJ

Es wurde bei den Versuchsreihen eine F-Theta-Optik mit einer Brennweite von 56 mm verwendet, um den Laserstrahl zu fokussieren. Das mit einem Strahldiagnosegerät ermittelte Strahlprofil, ist in Abbildung 4-2 zu erkennen. Der Fokusbereich wurde hierbei mit 30,6 µm bestimmt.

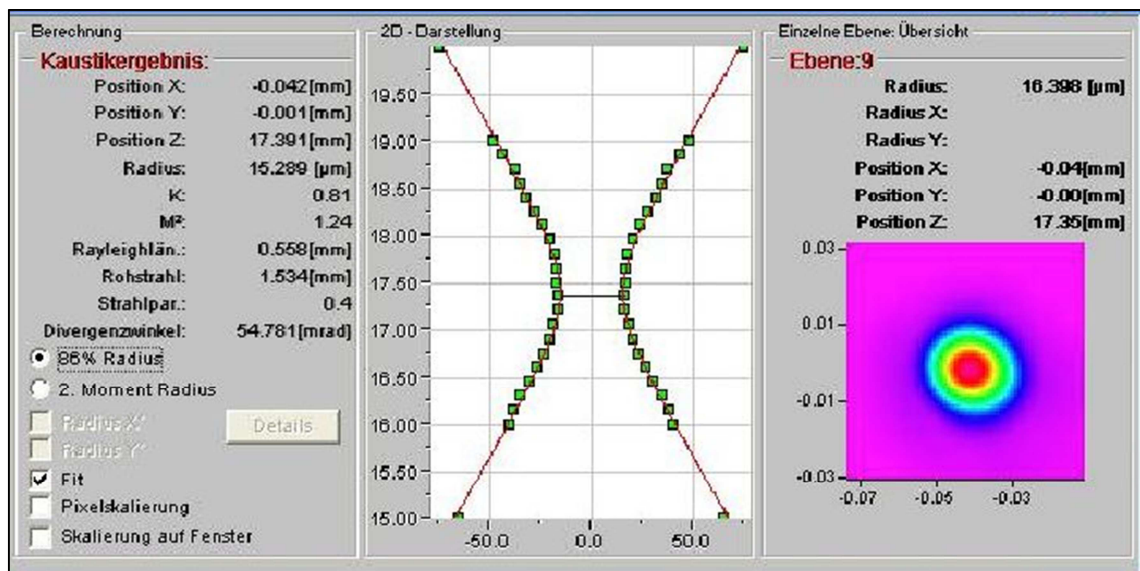


Abbildung 4-2: Vermessenes Strahlprofil des Femtosekundenlasers

4.1.2. Pikosekundenlaseranlage

Die Untersuchungen mit den Pikosekundenlaserpulsen fanden an einer Laseranlage der Serie microSTRUCT^{vario} [23] statt. Die Anlage verfügt über eine Granitplatte, auf der ein xy-Positioniersystem aufgebracht wurde. Während der Bearbeitung fand keine Bewegung durch den xy-Tisch statt. An einer der 3 vorhandenen Bearbeitungsstationen befindet sich, die bei den Versuchen verwendete Scannereinheit. Zur Fokussierung des Laserstrahls wurde eine telezentrische F-Theta-Optik mit einer Brennweite von 80 mm verwendet. Die Steuerung der Anlage erfolgt über ein Bedienpult, wie es in Abbildung 4-3 erkennbar ist. Die Bearbeitungsanlage befand sich in einem Reinraum.



Abbildung 4-3: Bearbeitungsanlage microStruct^{vario} mit Bedienpult der Firma 3d-Micromac [24]

Der bei den Versuchen verwendete Laser war ein Pikosekundenlaser der Firma Lumera Laser GmbH. Es handelte sich hierbei um einen HYPER RAPID 50 [24]. Der Laser besteht aus einem Laserkopf, einer Stromversorgung und einer internen Kühlung. Die maximale mittlere Laserleistung beträgt 50 W bei einer Wellenlänge von 1064 nm. Weitere Spezifikationen des Lasers sind in Tabelle 4-2 zusammengefasst.

Tabelle 4-2: Spezifikationen des Pikosekundenlasers [25]

Wellenlängen	1064 nm, 532 nm und 355 nm
Pulsfolgefrequenz	400 kHz bis 1000 kHz
Pulsdauer	< 15 ps
Puls zu Puls - Stabilität	< 1 % RMS
Rohstrahldurchmesser	ca. 3000 μm
Strahldivergenz	< 1 mrad
Beugungsbegrenzungsfaktor M^2	< 1,5

Durch einen integrierten Pulspicker war es möglich, Pulsfolgefrequenzen kleiner als die angegebenen 400 kHz zu verwenden.



Abbildung 4-4: Lasergerät Hyper Rapid 50 [26]

Um einen Fokusbereich von ca. 30 μm zu erhalten, wurde in den Strahlengang ein Strahlaufweiter eingebaut, der eine Verdopplung des ursprünglichen Rohstrahls bewirkte. Der Laserstrahl wurde mit einem Strahl Diagnosegerät vermessen. Das Strahlprofil ist in Abbildung 4-5 zu erkennen. Der Fokusbereich betrug bei der Messung 30,4 μm und ist somit nahezu identisch mit dem ermittelten Fokusbereich des Femtosekundenlaserstrahls.

Der Hyper Rapid 50 verfügt über einen Burst-Mode. In diesem Mode ist es möglich, einen Pikosekundenpuls in mehrere Pikosekundenpulse zu zerlegen. Das heißt, dass die Pulsenergie eines Pikosekundenpulses auf mehrere Burst-Pulse verteilt wird. Die Burst-Pulse haben dabei einen zeitlichen Abstand von 20 ns. Die Pulse weisen im Burst-Mode nicht die gleichen Pulsenergien auf. Vielmehr ist es so, dass die

Pulsenergien kleiner werden im jeweiligen Burst-Zug (siehe Abbildung 4-6). Sie nehmen exponentiell ab. Die genaue Verteilung der Pulsenergie auf die einzelnen Burst-Pulse wird dabei durch die Anzahl der Burst-Pulse und die eingestellte Pulsfolgefrequenz beeinflusst, ist jedoch nicht eindeutig bekannt.

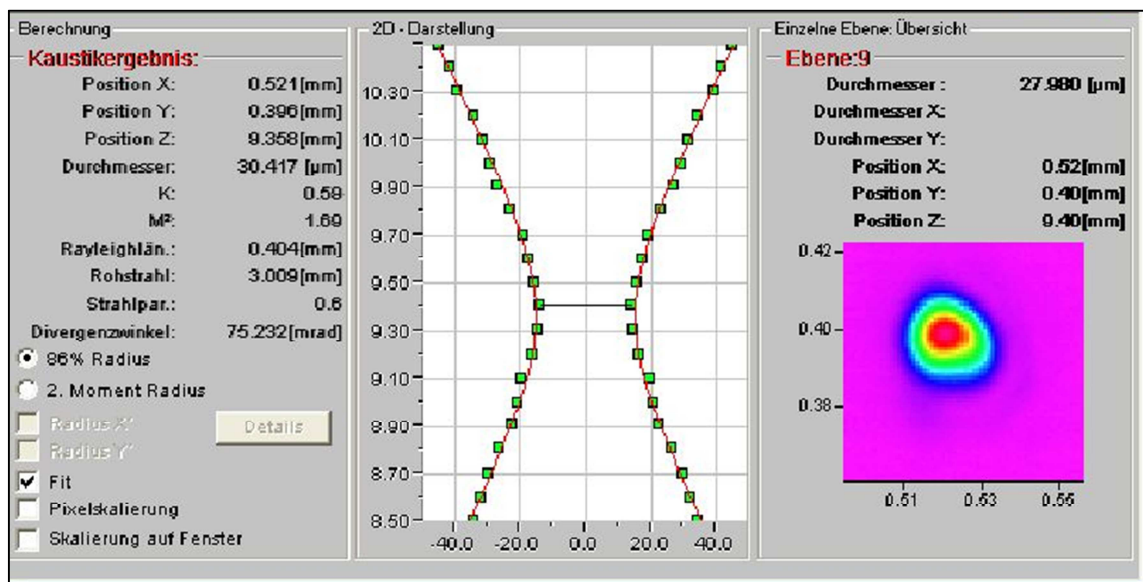


Abbildung 4-5: Vermessenes Strahlprofil des Pikosekundenlasers

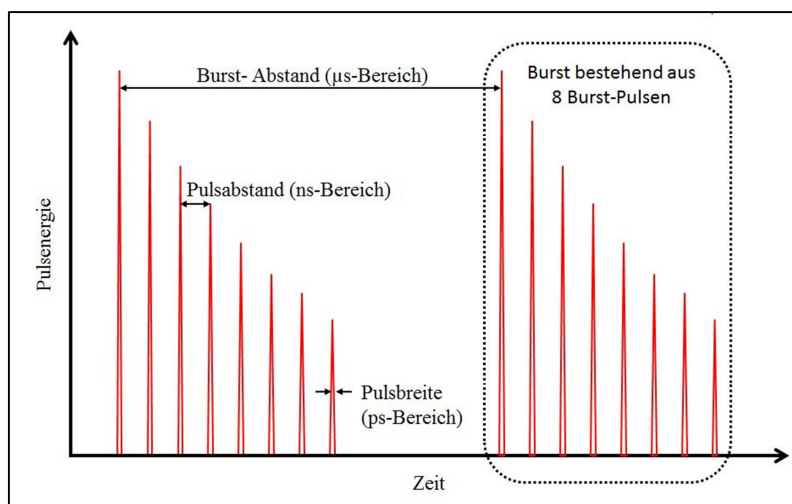


Abbildung 4-6: Schematische Darstellung des Burst-Modes am Beispiel eines Burst bestehend aus 8 Pulsen.

Der Burst-Mode war bereits Untersuchungsobjekt wissenschaftlicher Arbeiten, es sei hierbei auf die Quellen [27] und [28] verwiesen.

4.2. Auswertetechnik

Für die Auswertung der Versuchsreihen standen unterschiedliche Apparaturen zur Verfügung. Für die Bestimmung von Abtragstiefen und mittleren Rauigkeiten wurde ein Oberflächenprofilometer verwendet. Es handelt sich hierbei um das DEKTAK 3030 der Firma SLOAN. Die Messung wird mittels einer feinen Abtastnadel realisiert, die über die Oberfläche geführt wird und die das Oberflächenprofil der Probe aufnimmt. Das gemessene Profil wird anschließend ausgegeben und es können verschiedene Messgrößen ermittelt werden. Als wichtigste Größen, die für die Auswertung der Ergebnisse benötigt wurden, sind die Abtragtiefe d_{gesamt} und die mittlere Rauigkeit R_A zu nennen. Die maximale Messtiefe bei dem verwendeten Gerät betrug $120\text{ }\mu\text{m}$.



Abbildung 4-7: Oberflächenprofilometer Dektak 3030

Des Weiteren wurden Mikroskopbilder der bearbeiteten Proben aufgenommen. Es stand hierbei ein Digitalmikroskop der Firma Keyence zur Verfügung. Bei dem Modell handelte es sich um ein VHX 500. Es waren mit diesem Mikroskop Aufnahmen bis zu einer 5000-fachen Vergrößerung möglich.



Abbildung 4-8: Digitalmikroskop Keyence VHX 500

Um Aufnahmen mit höheren Vergrößerungen zu erhalten, wurde auf ein Rasterelektronenmikroskop (REM) zurückgegriffen. Dabei handelte es sich um ein REM Joel JSM-6510LV. Mit dieser Anlage war es möglich, EDX-Analysen (EDX - Energiedispersive Röntgenspektroskopie) durchzuführen.



Abbildung 4-9: Rasterelektronenmikroskop Joel JSM-6510LV mit der Möglichkeit der EDX-Analyse

4.3. Materialien

Die in dieser Arbeit präsentierten Untersuchungen wurden ausschließlich an Stählen durchgeführt. Dabei kamen unterschiedliche Stahlsorten zum Einsatz. Die einzelnen Parameteruntersuchungen fanden zunächst an einer ausgewählten Stahlsorte statt. Im Anschluss daran wurden an den weiteren Stählen Vergleichsuntersuchungen durchgeführt, um materialspezifische Besonderheiten als Kriterium zur Bewertung der Ergebnisse ausschließen zu können. Es kamen folgende Stahlsorten zum Einsatz:

- Thyrodur 2990
- K110
- K110 +
- K390
- X32
- Edelstahl 1.4301

Die chemische Zusammensetzung, sowie charakteristische Merkmale der einzelnen Stähle sind der Tabelle 4-3 zu entnehmen.

Tabelle 4-3: Zusammenfassung der bei den Untersuchungen eingesetzten Stahlsorten

	Bezeichnung	Thyrodur 2990	K110	K110+	K390	X32	Edelstahl
	Stahlnummer	1.2990	1.2379	1.2379 ^{PLUS}	-	1.2365	1.4301
chemische Zusammen- setzung (%)	C	1,00	1,55	1,55	2,47	0,31	0,07
	Si	0,90	0,30	-	0,55	0,30	1,00
	Mo	1,60	0,75	0,80	3,80	2,80	-
	Cr	8,00	11,30	12,00	4,20	2,90	17,00-19,50
	V	1,60	0,75	0,90	9,00	0,50	-
	Mn	-	0,30	-	0,40	0,35	2,00
	W	-	-	-	1,00	-	-
	Co	-	-	-	2,00	-	-
	P	-	-	-	-	-	0,045
	S	-	-	-	-	-	0,015
	Ni	-	-	-	-	-	8,00-10,50
	N	-	-	-	-	-	1,10
	Literaturquelle	[29]	[30]	[31]	[32]	[33]	[34]
	Bemerkungen / Besonderheiten	Ledeburistischer Kaltarbeitsstahl mit hoher Härte	Maß- änderungsarmer, ledeburistischer 12%-iger Chromstahl	Ledeburistischer 12 %iger Chromstahl aus pulver- metallurgischer Herstellung	Pulver- metallurgischer Kaltarbeitsstahl	Warmarbeitsstahl mit hoher Zähigkeit	Austenitischer, säurebeständiger Cr-Ni-Stahl

Um die Gefüge der Stähle sichtbar zu machen, wurden von den einzelnen Stahlproben Querschnitte erzeugt und diese anschließend geätzt. Die Proben wurden hierbei mit einer Nital-Ätzung behandelt. Bei dem Edelstahl 1.4301 wurde auf ein Schliffbild einer Internetpräsenz zurückgegriffen [35].

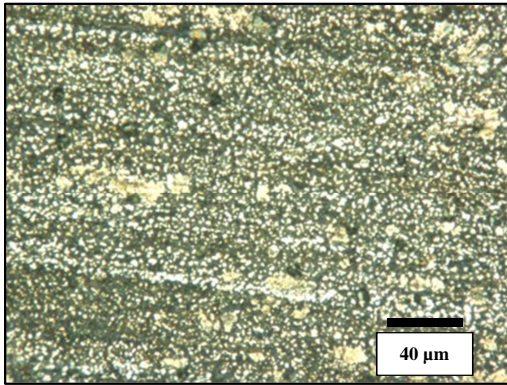


Abbildung 4-10: Gefüge von Thyrodur 2990

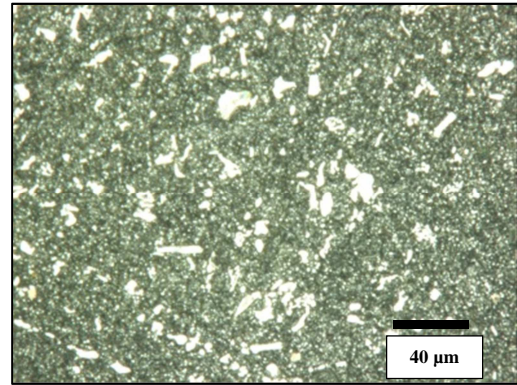


Abbildung 4-11: Gefüge von K110

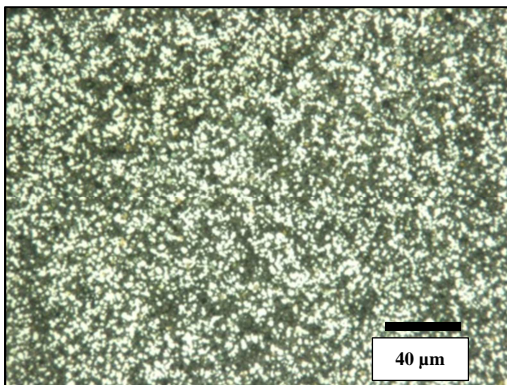


Abbildung 4-12: Gefüge von K110+

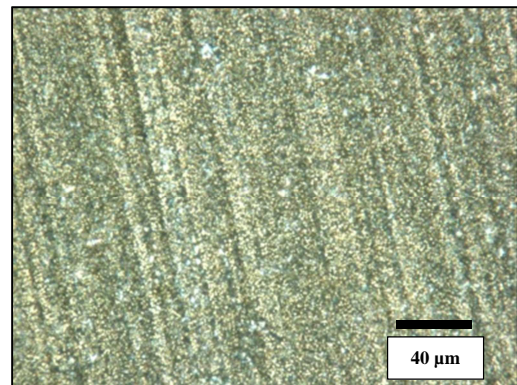


Abbildung 4-13: Gefüge von K390

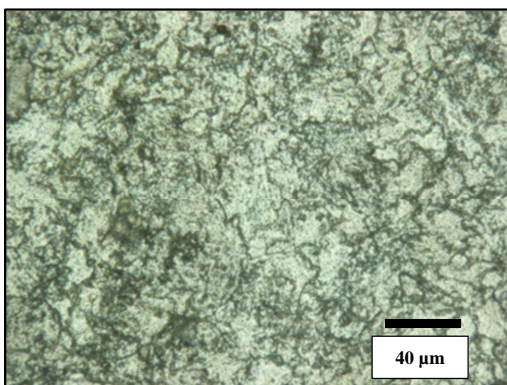


Abbildung 4-14: Gefüge von X32

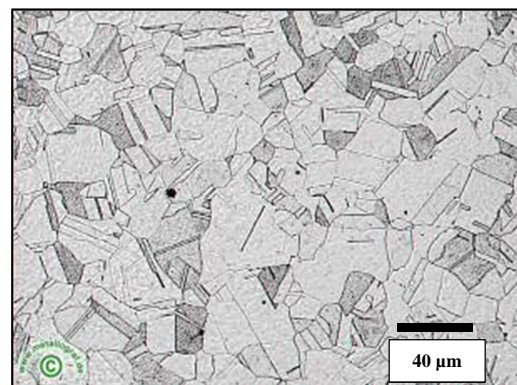


Abbildung 4-15: Gefüge von Edelstahl [35]

4.4. Bearbeitungsregime

Bei den Untersuchungen wurden Flächenabträge realisiert. Das heißt, dass quadratische Strukturen abgetragen wurden. Dabei wurden die Laserpulse mit einem konstanten Pulsabstand (PD) in der Bearbeitungslinie auf das Werkstück gebracht. Dieser Abstand zwischen den einzelnen Pulsen wurde auch als Abstand der nebeneinander gesetzten Bearbeitungslinien gewählt, so dass die Pulse gleichmäßig über die gesamte Struktur verteilt wurden. In Abbildung 4-16 ist dieses Prinzip erkennbar. Die Abarbeitung der einzelnen Bearbeitungslinien erfolgte bidirektional.

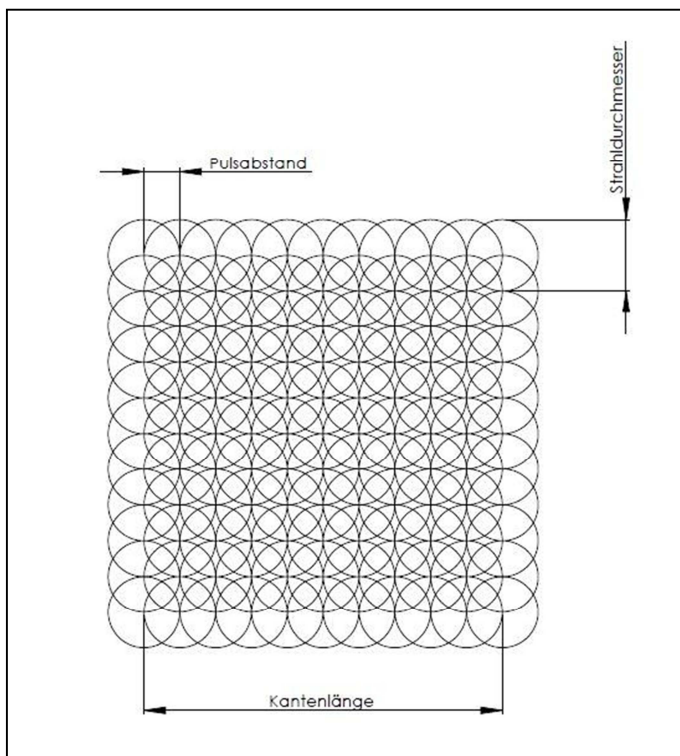


Abbildung 4-16: Bearbeitungsprinzip des Flächenabtrags

Diese flächige Bearbeitung wurde schichtweise wiederholt. Die Bearbeitungsrichtung wurde dabei von Schicht zu Schicht um 90° gedreht, um eine mögliche Abhängigkeit von der Bearbeitungsrichtung zu eliminieren.

Aufgrund der entstehenden Kanten zwischen bearbeiteter und unbearbeiteter Fläche kam es zur Reflektion des Laserstrahls an diesen Kanten, was eine Vertiefung im strukturierten Feld in den Randbereichen hervorrief. Diese Randerscheinungen wurden bei den Untersuchungen vernachlässigt.

5. Ergebnisse und Auswertung

5.1. Vorbemerkungen

Bei den Untersuchungen wurde der Einfluss verschiedener Parameter auf das Strukturierungsergebnis untersucht. Um vergleichbare Ergebnisse zu erzielen, mussten die Parameter, die nicht untersucht wurden, konstant gehalten werden. Die konstant gehaltenen Parameter sind:

- Strahldurchmesser

Der Strahldurchmesser war bei sämtlichen Versuchen konstant und betrug 30 μm . Die geringfügigen Abweichungen des jeweiligen Strahldurchmessers bei dem Einsatz von Femto- bzw. Pikosekundenlaserpulsen (siehe Kapitel 4.1) sind vernachlässigbar.

- Wellenlänge

Es wurde bei beiden Lasergeräten die jeweilige Grundwellenlänge genutzt. Diese betrug bei dem Pikosekundenlaser 1064 nm und bei dem Femtosekundenlaser 1030 nm. Die Abweichung von 34 nm kann vernachlässigt werden.

- Fokuslage

Bei der Bearbeitung wurde der Strahlfokus stets auf die Werkstückoberfläche gelegt. Der Strahlfokus wurde während der Bearbeitung nicht nachgeführt. Das bedeutet, dass es aufgrund der schichtweisen Bearbeitung zur defokussierten Bearbeitung kam. Eine detaillierte Diskussion des Einflusses der Defokussierung auf das Ablationsverhalten findet in Kapitel 5.2.2 statt.

Um eine wissenschaftliche Auswertung der Ergebnisse zu garantieren und um zufällige Fehler während der Bearbeitung ausschließen zu können, wurden je Parametersatz mehrere Felder strukturiert und diese mehrfach vermessen. Die jeweilige Standardabweichung der Messwerte ist in den Diagrammen angegeben, außer es wird auf die Angabe explizit verzichtet und im Text darauf hingewiesen.

5.2. Untersuchungen zum Einfluss der Fluenz

5.2.1. Erzeugung von Testfeldern mit 50 Überfahrten

Die Fluenz ist bei der Mikrostrukturierung mittels Ultrakurzpulslasern ein Parameter, der einen großen Einfluss auf das Bearbeitungsergebnis hat. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit ein besonderes Augenmerk auf die Untersuchung der Fluenzabhängigkeit der Strukturierung gelegt. Die Fluenz wurde hierbei in einem Bereich von 0,75 J/cm² bis 2,0 J/cm² in 0,25 J/cm²-Schritten variiert. Es wurden zunächst Teststrukturen mit 50 Überfahrten generiert. Dabei wurde ein Pulsabstand von 6 µm eingestellt, sowie eine Pulsfolgefrequenz von 150 kHz. Das bearbeitete Material war Thyrodur 2990.

Die Mittelwerte der Messwerte der Abtragstiefe der Struktur und der mittleren Rauigkeit des Strukturbodens sind im Anhang in Tabelle A 1 zusammengefasst. Es wurde in der Tabelle A 1 ebenfalls das Abtragsvolumen pro Puls angegeben. Dieses wurde mit folgender Formel berechnet:

$$V_{Puls} = \frac{d_{Gesamt}}{\ddot{U}} * PD^2 \quad [Formel 5-1]$$

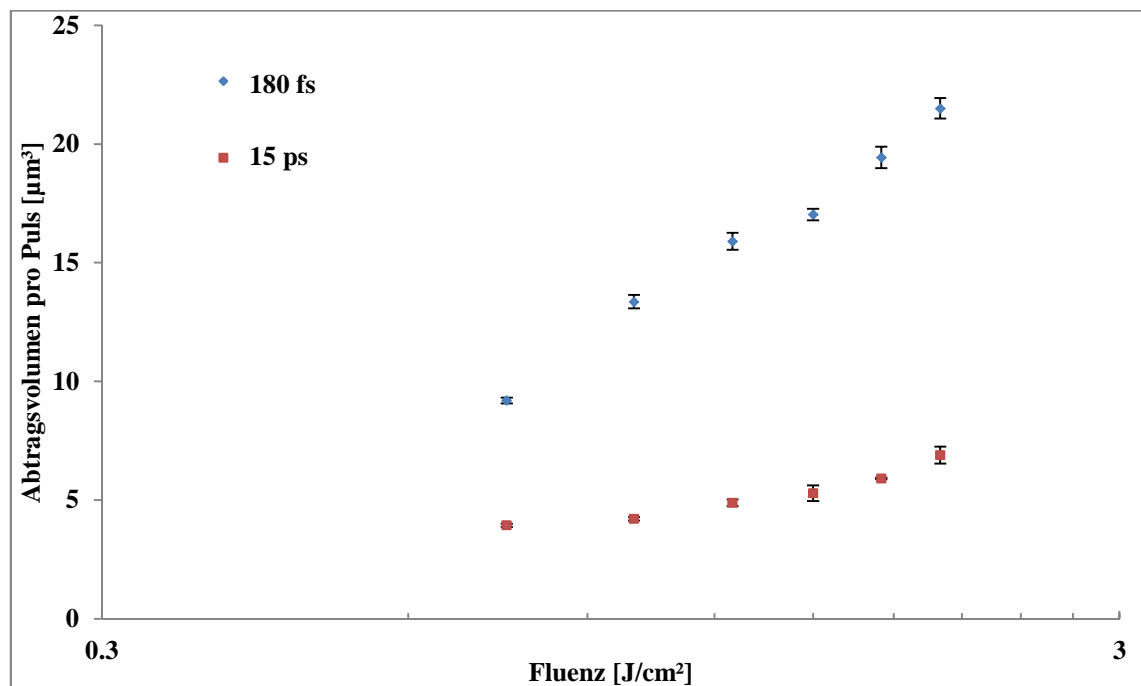


Abbildung 5-1: Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Fluenz bei 50 Überfahrten (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz)

Man erkennt anhand von Abbildung 5-1, in der das Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit der Fluenz dargestellt ist, dass bei gleicher Fluenz das Abtragsvolumen pro Puls bei der Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen geringer ist, als beim Einsatz von Femtosekundenlaserpulsen. Dieser experimentelle Befund deckt sich mit der Quelle [4], in der ebenfalls ein verminderter Abtrag pro Puls bei größeren Pulsdauern aufgezeigt wurde.

Um feststellen zu können, in welchem Ablationsregime (siehe Kapitel 3.2.4) die erzielten Ergebnisse liegen, muss ausgehend vom Abtragsvolumen pro Puls die Abtragstiefe pro Puls ermittelt werden. Dieses erfolgt mit folgender Formel:

$$Z_{Puls} = \frac{d_{gesamt} \cdot PD^2}{\pi \cdot w^2 \cdot j} \quad [\text{Formel 5-2}]$$

Die mit Formel 5-2 berechneten Abtragstiefen pro Puls befinden sich im Anhang in Tabelle A 2 und sind in Abbildung 5-2 grafisch dargestellt. In Abbildung 5-2 sind die Trendlinien der jeweiligen Kurven eingefügt. Anhand dieser lässt sich die Eindringtiefe der Strahlung bei der Femtosekundenbearbeitung mit 16,9 nm bzw. bei der Pikosekundenbearbeitung mit 4,1 nm bestimmen. Diese Eindringtiefen sind dem „low fluence regime“ zuzuordnen und entsprechen damit der Eindringtiefe der ballistischen Elektronen. Das bedeutet, dass mit der höheren Anregungsdichte der Femtosekundenlaserpulse, aufgrund der kürzeren Pulsdauer bei gleicher Fluenz, durch den Energietransport der ballistischen Elektronen die Energie tiefer ins Material gelangt. Dadurch kann im Vergleich zur Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen mehr Material ablatiert werden. Bei der Bearbeitung mit den Pikosekundenlaserpulsen findet die Energieabgabe des Elektronensystems an das Phononensystem bereits statt währenddessen der Laserpuls wirkt. Die Wärmeleitfähigkeit des Phononensystem ist um ein Vielfaches geringer als die des Elektronensystems. Somit kann die im Phononensystem gespeicherte Energie nicht nennenswert tiefer ins Material gelangen.

Die erhalten Werte der ballistischen Eindringtiefe stimmen hierbei in guter Näherung mit Werten überein, die in [17] und [36] für den jeweiligen Pulsdauerbereich angegeben werden. Die gute Übereinstimmung der Eindringtiefen der ballistischen Elektronen mit den Quellen [17] und [36] zeigt, dass diese Eindringtiefe hauptsächlich durch die wirkende Anregungsdichte bestimmt wird da in den beiden angegebenen Quellen Bearbeitungsparameter gewählt wurden, die sich stark von denen unterscheiden, die in dieser Arbeit zum Einsatz kamen. Beispielsweise wurden andere Pulsfolgefrequenzen verwendet oder die Wellenlänge der Laserstrahlung war eine andere. Diese

Unterschiede in den Bearbeitungsparametern führen jedoch nicht zu einer Veränderung der Eindringtiefe der ballistischen Elektronen. Die Anregungsdichte ist ausschlaggebend und wird durch die wirkende Fluenz und die verwendete Pulsdauer bestimmt.

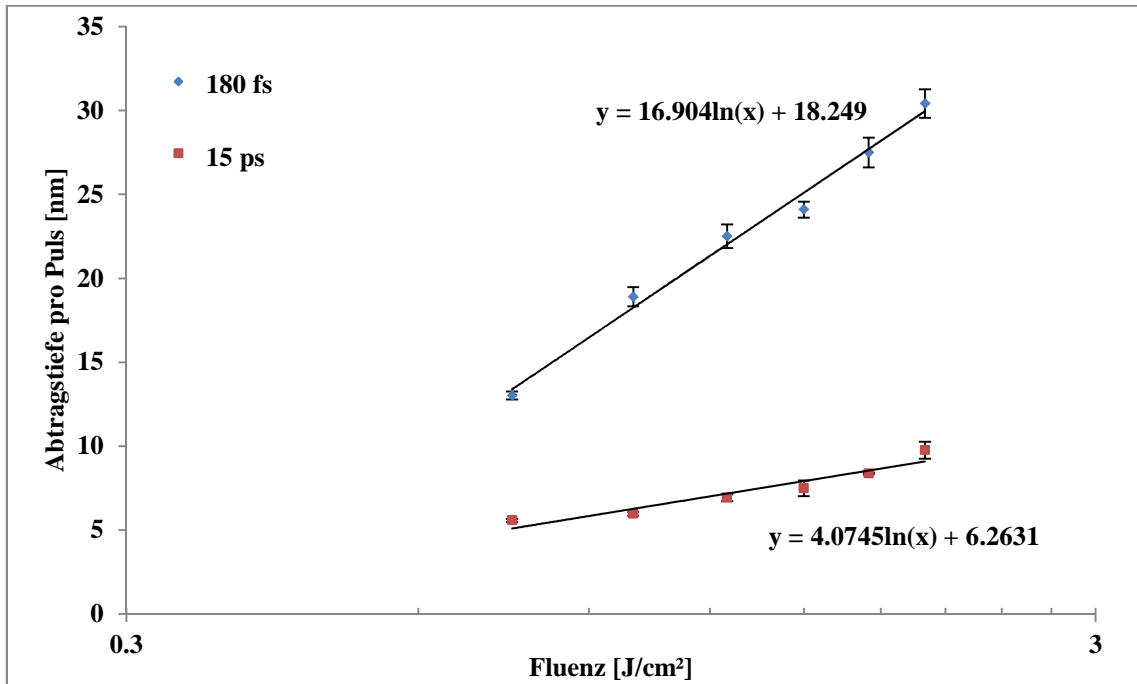


Abbildung 5-2: Abtragstiefe pro Puls in Abhängigkeit von der Fluenz bei 50 Überfahrten (PD = 6 µm, $f_p = 150$ kHz)

Ausgehend von der Quelle [37], in der eine Formel präsentiert wird, mit der das theoretische Abtragsvolumen pro Puls bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen bestimmt werden kann, wurde dieses für die durchgeführten Versuche mit den jeweiligen Parametern berechnet und mit den experimentell ermittelten Werten verglichen. Die Formel, die für die Berechnung verwendet wird, lautet:

$$V = \frac{L_B}{4} * \pi * w^2 * \ln^2\left(\frac{H}{H_{th}^\alpha}\right) \quad [\text{Formel 5-3}]$$

Für die Eindringtiefen der ballistischen Elektronen L_B wurden die Anstiege der Geraden in Abbildung 5-2 verwendet. Die Ablationsschwelle wurde mit $0,23 \text{ J/cm}^2$ (Quelle [38]) festgelegt. Die Werte der Berechnung sind in Tabelle A 3 im Anhang zusammengefasst. Der Vergleich zwischen theoretischen Abtragsvolumen pro Puls und experimentell bestimmten Abtragsvolumen pro Puls findet grafisch in Abbildung 5-3 statt. In dieser Abbildung wurde auf die Angabe der Standardabweichung verzichtet.

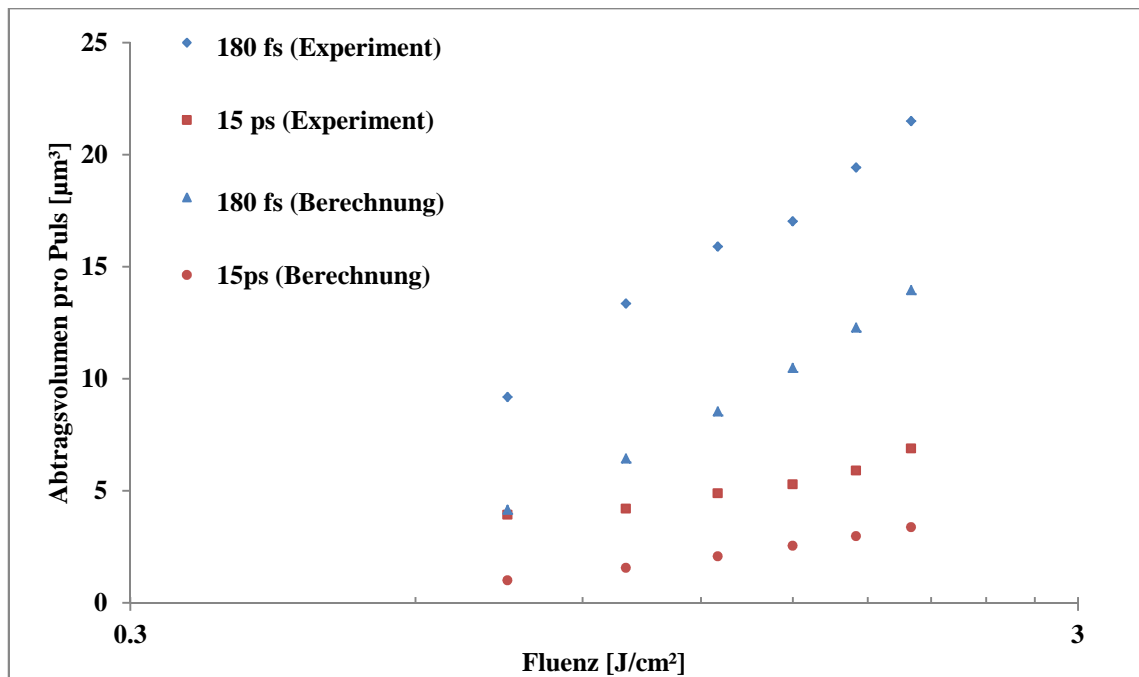


Abbildung 5-3: Vergleich zwischen dem experimentell ermittelten Abtragsvolumen pro Puls und dem theoretisch berechneten Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Fluenz bei einer Ablationsschwelle von 0,23 J/cm² ($\dot{U} = 50$, PD = 6 µm, $f_p = 150$ kHz)

Man erkennt in Abbildung 5-3, dass das experimentell ermittelte Abtragsvolumen pro Puls bei beiden Pulsdauern größer ist als das theoretische Abtragsvolumen pro Puls. Dies kann auf den in Kapitel 3.6.1 erläuterten Inkubationseffekt bei der Bearbeitung mit Mehrfachpulsen zurückgeführt werden. Aufgrund der sich überlappenden Pulse, wirken je Überfahrt mehrere Pulse je Flächenelement. Die Formel zur Berechnung der pro Überfahrt je Flächenelement wirkenden Pulse lautet:

$$N = \frac{\pi \cdot w^2}{PD^2} \quad [\text{Formel 5-4}]$$

Damit ergibt sich für die Anzahl der Pulse, die auf ein Flächenelement je Überfahrt wirkt, bei den hier eingestellten Parametern (PD = 6 µm, $w = 15$ µm) ein Wert von ca. 20. Diese hohe Anzahl der wirkenden Pulse je Flächenelement pro Überfahrt bewirkt das höhere experimentell bestimmte Abtragsvolumen pro Puls. Der Inkubationseffekt bewirkt, dass die Ablationsschwelle reduziert wird. Anhand der Formel 5-3 erkennt man, dass eine Reduzierung der Ablationsschwelle zu einem höheren Abtragsvolumen pro Puls führt. Eine Anpassung der Ablationsschwelle aufgrund des Inkubationseffektes auf einen Wert von 0,13 J/cm² bei der Femtosekundenbearbeitung bzw. auf 0,10 J/cm² bei der Pikosekundenbearbeitung führt zu einer guten Übereinstimmung von Theorie und Praxis (Abbildung 5-4).

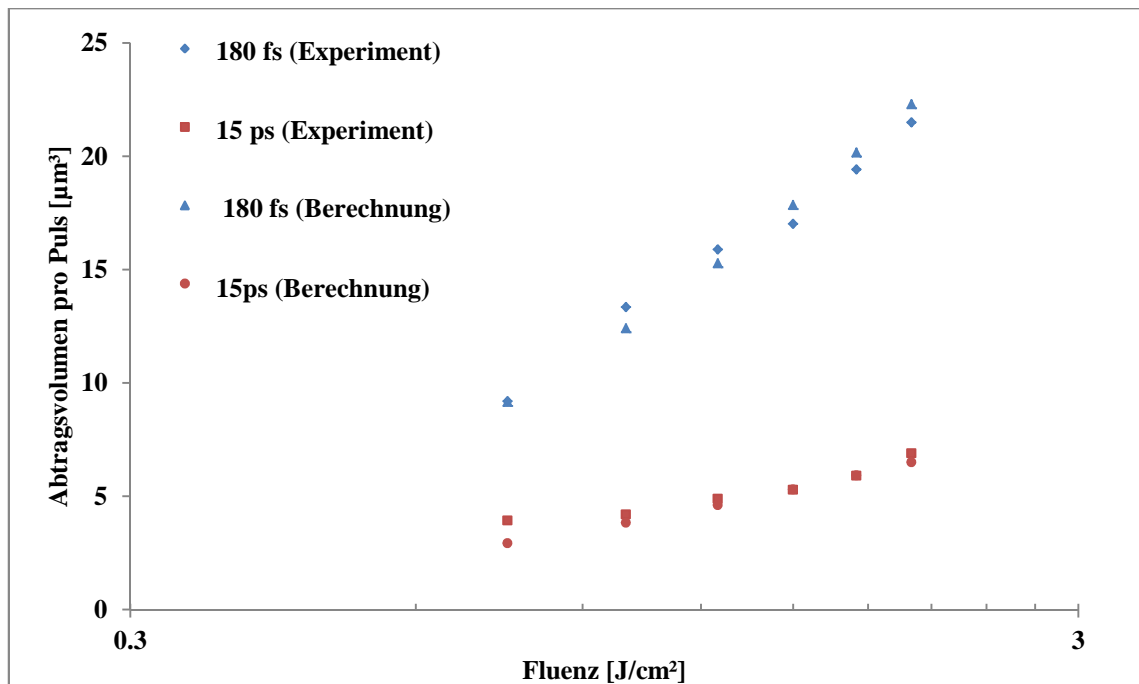


Abbildung 5-4: Vergleich zwischen dem experimentell ermittelten Abtragsvolumen pro Puls und dem theoretisch berechneten Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Fluenz bei einer Ablationsschwelle von 0,13 J/cm² bei den Femtosekundenlaserpulsen bzw. von 0,10 J/cm² bei den Pikosekundenlaserpulsen ($\dot{U} = 50$, PD = 6 µm, $f_p = 150$ kHz)

Die Temperatureffekte bzw. die Plasmaeffekte (siehe Kapitel 3.6.1 und 3.6.2), die bei der flächigen Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen auftreten, dürfen hierbei nicht außer Acht gelassen werden. Diese können ebenfalls eine Abweichung von Theorie und Praxis bewirken. In wie weit derartige Effekte bei dieser Versuchsreihe das Ergebnis tatsächlich beeinflusst haben, kann an dieser Stelle der Arbeit nicht abgeschätzt werden. Dazu sind weitere Untersuchungen notwendig.

Die Werte der mittleren Rauigkeiten R_A der Strukturböden sind in Abbildung 5-5 grafisch dargestellt. Man erkennt, dass die mittlere Rauigkeit bei der Strukturierung mit höheren Fluenzen größer wird. Bei geringen Fluenzen (≤ 1 J/cm²) ist die mittlere Rauigkeit bei der Piko- bzw. Femtosekundenbearbeitung nahezu gleich. Erst bei größeren Fluenzen (> 1 J/cm²) ist die mittlere Rauigkeit bei der Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen größer als bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen. Die geringere mittlere Rauigkeit der Strukturböden bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen ist bemerkenswert, wenn man bedenkt, dass diese Strukturen aufgrund des höheren Abtragsvolumens pro Puls eine größere Strukturtiefe aufweisen. Bei gleichen Strukturturen würde die mittlere Rauigkeit des

Strukturbodens bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen stets geringer sein als beim Einsatz von Pikosekundenlaserpulsen.

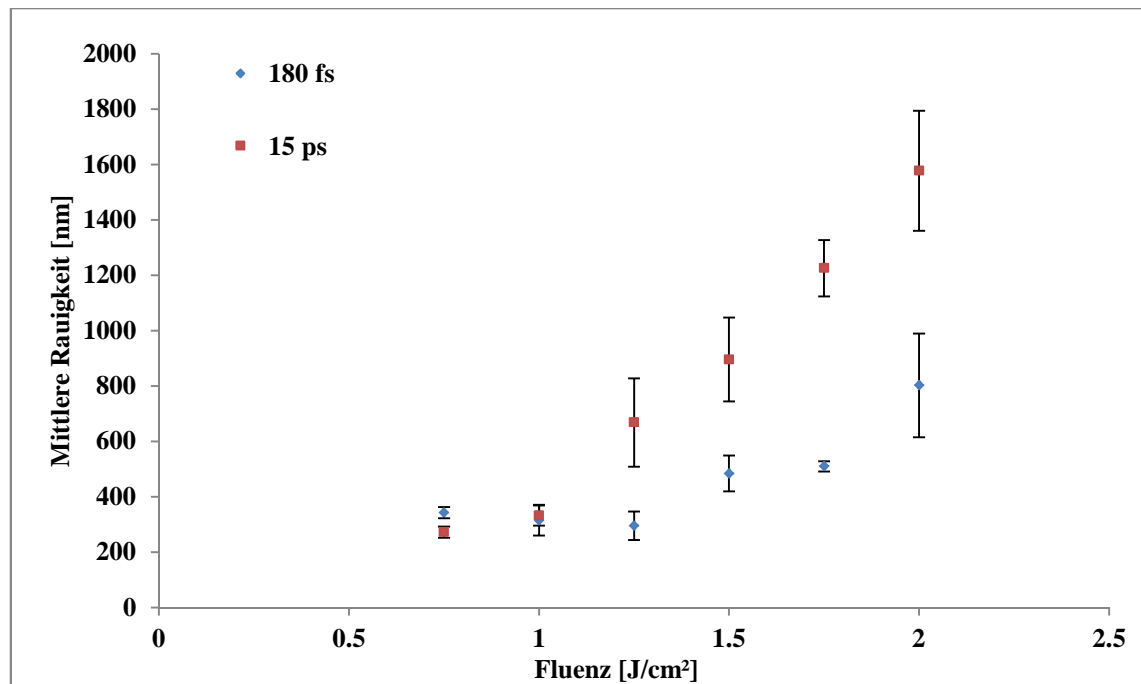


Abbildung 5-5: Mittlere Rauigkeit des Strukturbodens in Abhängigkeit von der Fluenz bei 50 Überfahrten ($\text{PD} = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Die REM-Bilder der Felder, die mit Femtosekundenlaserpulsen erzeugt wurden, zeigen, dass sich bei der Bearbeitung mit einer geringen Fluenz ($0,75 \text{ J}/\text{cm}^2$) einzelne Aufwölbungen ausbilden (Abbildung 5-6). Das heißt, dass es partiell dazu kommt, dass kein Material ablatiert wird. Als Begründung hierfür können mehrere Erklärungsansätze in Betracht gezogen werden. Verunreinigungen auf der Probe beispielsweise können dazu führen, dass bei geringen Fluenzen partiell keine Ablation stattfindet. Des Weiteren ist vom verwendeten Werkstoff Thyrodur 2990 bekannt, dass dieser in seiner Gefügezusammensetzung sehr inhomogen ist. Bei der Untersuchung des Gefüges von Thyrodur 2990 mittels REM und EDX-Analyse zeigten sich unterschiedliche Gefüge (siehe Abbildung 5-7). Inwieweit die Gefügezusammensetzung des Stahles für die Bildung der Aufwölbungen verantwortlich ist, wurde anhand von Vergleichsuntersuchungen an unterschiedlichen Stahlsorten in Kapitel 5.6 untersucht.

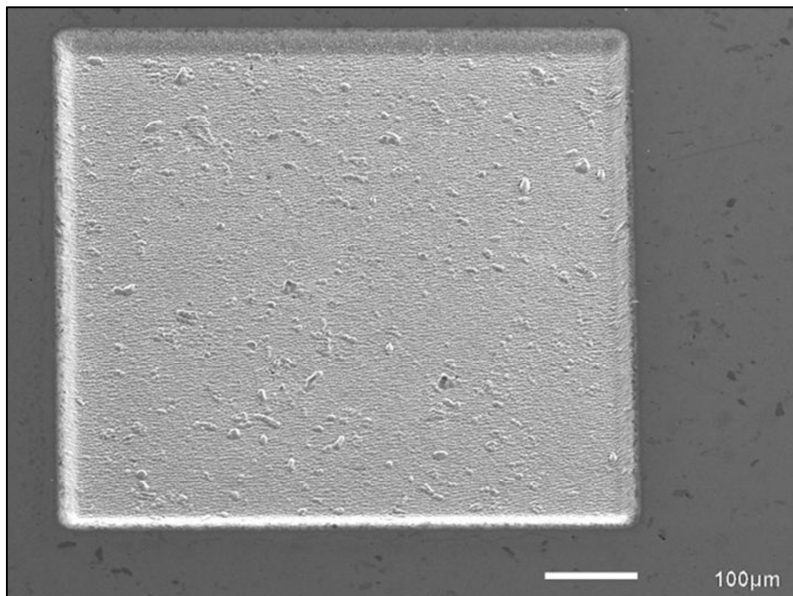


Abbildung 5-6: REM-Bild der Struktur, die mit Femtosekundenlaserpulsen bei einer Fluenz von $0,75 \text{ J/cm}^2$ und 50 Überfahrten ($\text{PD} = 6 \text{ µm}$, $f_P = 150 \text{ kHz}$) erzeugt wurde

Als weitere Erklärungsmöglichkeit für die Entstehung der Aufwölbungen sei auf Quelle [39] verwiesen. Darin wird aufgezeigt, dass es bei geringen Fluenzen zu einer Wiederablagerung der ablatierten Teilchen kommen kann, da diese eine geringere Geschwindigkeit besitzen als Teilchen, die mit höheren Fluenzen ablatiert werden.

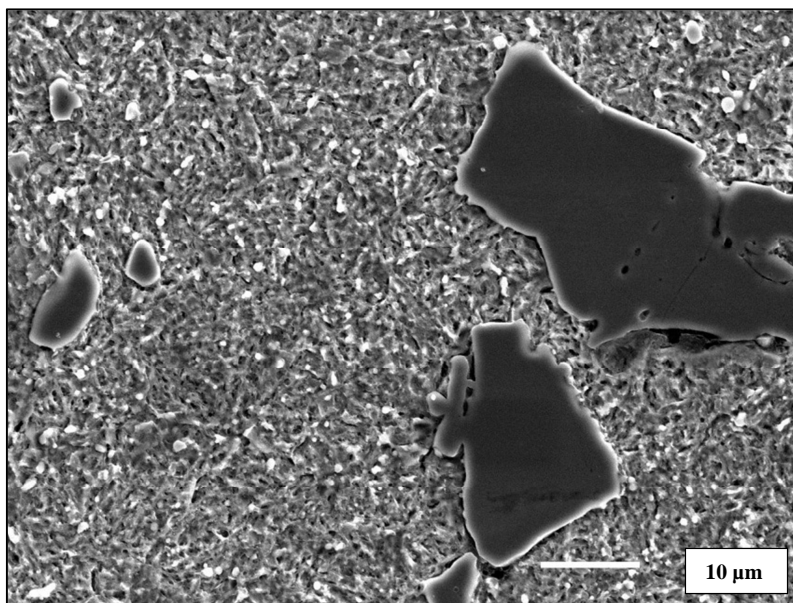


Abbildung 5-7: REM-Bild der unterschiedlichen Gefüge im Thyrodur 2990

Bei Betrachtung der REM-Bilder (Abbildung 5-8) der mit Femtosekundenlaserpulsen höherer Fluenz bearbeiteten Felder stellt man unterschiedliche Gestaltungsformen der strukturierten Oberfläche fest. Man erkennt zum einen sehr glatte Flächen, auf denen Ripple-Strukturen erkennbar sind, aber auch Flächen, die eine hohe mittlere Rauigkeit aufweisen. Hierbei sei auf das Kapitel 3.6.4 und auf die darin aufgelisteten Quellen verwiesen, die sich mit der Strukturentstehung aufgrund der Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen beschäftigen. Auf eine detailliertere Darstellung zur Entstehung derartiger Strukturen und den physikalischen Hintergründen soll in dieser Arbeit verzichtet werden.

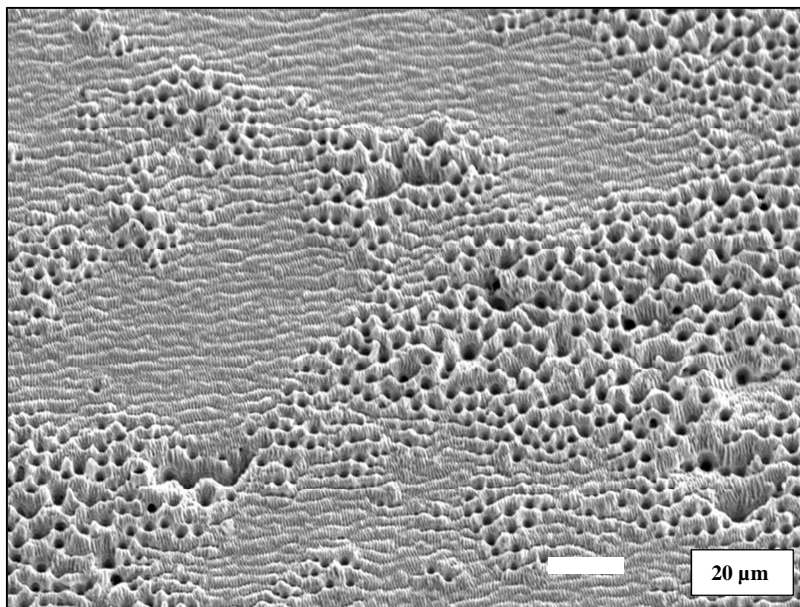


Abbildung 5-8: Entstehende Oberflächenstrukturen bei der Femtosekundenlaserbearbeitung mit einer Fluenz von 2 J/cm^2 und 50 Überfahrten ($PD = 6 \text{ µm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Bei der Betrachtung der REM-Bilder, der mittels Pikosekundenlaserpulsen erzeugten Felder und beim Vergleich dieser mit den Aufnahmen der Felder, die mittels Femtosekundenlaserpulsen entstanden, stellt man zunächst fest, dass die Aufwölbungen bei den geringen Fluenzen bei Verwendung der Pikosekundenlaserpulse nicht zu erkennen sind (Abbildung 5-9). Es ist zu klären, ob die Aufwölbungen sich prinzipiell nicht bilden, oder ob diese sich aufgrund der geringeren Abtragstiefe der Strukturen nur noch nicht bemerkbar machen. Des Weiteren erkennt man, dass sich analog zu der Femtosekundenlaserbearbeitung auch bei der Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen bei höheren Fluenzen Bereiche mit unterschiedlichen Oberflächenstrukturen ausbilden.

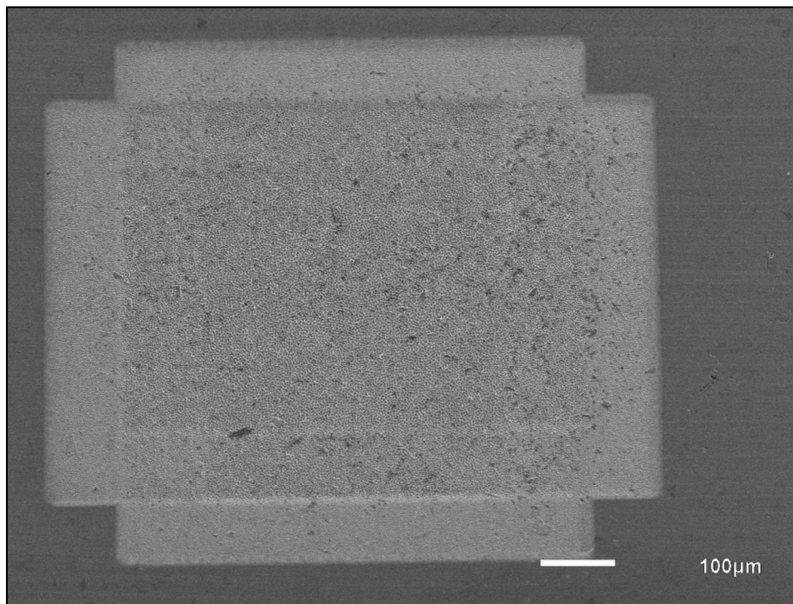


Abbildung 5-9: REM-Bild der Struktur, die mit Pikosekundenlaserpulsen bei einer Fluenz von $0,75 \text{ J/cm}^2$ und 50 Überfahrten ($PD = 6 \text{ µm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$) erzeugt wurde.

Es entstehen sowohl Ripple-Strukturen, als auch Gebiete mit größeren Strukturen (Abbildung 5-10). Prinzipiell sind die entstehenden Oberflächenstrukturen, die durch die Bearbeitung mit den beiden unterschiedlichen Pulsdauern entstehen, vergleichbar.

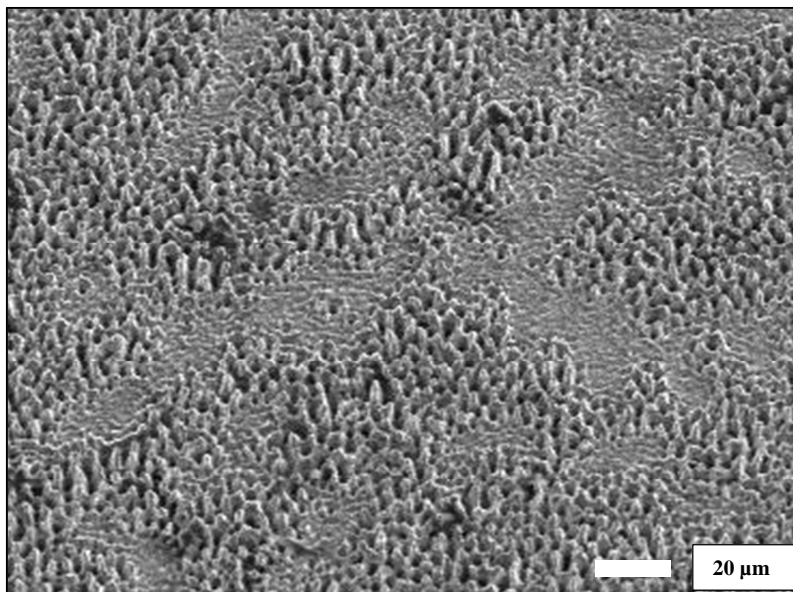


Abbildung 5-10: Entstehende Oberflächenstrukturen bei der Pikosekundenlaserbearbeitung mit einer Fluenz von 2 J/cm^2 und 50 Überfahrten ($PD = 6 \text{ µm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

5.2.2. Erzeugung von gleichen Strukturtiefen bei unterschiedlicher Fluenz durch Variation der Überfahrten

Durch die unterschiedlichen Strukturierungstiefen in Kapitel 5.2.1 ist ein Vergleich der Strukturierungsergebnisse der Femtosekundenlaserbearbeitung mit den Ergebnissen der Pikosekundenlaserbearbeitung schwierig in Bezug auf mittlere Rauigkeit und Gleichmäßigkeit der erzeugten Oberflächenstrukturen. Aus diesem Grund wurde im Anschluss an die Versuchsreihe mit 50 Überfahrten eine weitere Versuchsreihe durchgeführt, bei der durch Anpassung der Überfahrten annähernd gleiche Abtragtiefen bei den unterschiedlichen Fluenzen erzeugt wurden.

Es wurden dieselben Parameter ($PD = 6 \mu m$, $f_P = 150 \text{ kHz}$) wie in Kapitel 5.2.1 verwendet, aber die Überfahrten wie folgt angepasst:

$H = 0,75 \text{ J/cm}^2$	\rightarrow	$\ddot{U} = 400$
$H = 1 \text{ J/cm}^2$	\rightarrow	$\ddot{U} = 230$
$H = 1,25 \text{ J/cm}^2$	\rightarrow	$\ddot{U} = 200$
$H = 1,5 \text{ J/cm}^2$	\rightarrow	$\ddot{U} = 190$
$H = 1,75 \text{ J/cm}^2$	\rightarrow	$\ddot{U} = 175$
$H = 2 \text{ J/cm}^2$	\rightarrow	$\ddot{U} = 160$

Die ermittelten Abtragstiefen der Strukturen, deren mittleren Rauigkeiten und das berechnete Abtragsvolumen pro Puls sind in Tabelle A 4 im Anhang zusammengefasst. Man erkennt, dass durch die Variation der Anzahl an Überfahrten annähernd gleiche Strukturtiefen bei der jeweiligen Pulsdauer erzielt werden konnten.

Die in diesem Kapitel erzielten Ergebnisse werden mit den Ergebnissen aus Kapitel 5.2.1 verglichen. Jedoch findet hierbei der Vergleich nur bei der jeweiligen Pulsdauer statt und nicht, wie in Kapitel 5.2.1, zwischen den beiden Pulsdauern.

In Abbildung 5-11 ist erkennbar, dass das Abtragsvolumen pro Puls für den jeweiligen Fluenzwert bei der Femtosekundenbearbeitung nahezu konstant ist.

Die Werte der mittleren Rauigkeit sind bei den unterschiedlichen Bearbeitungsparametern nahezu identisch und liegen in einem Bereich von ca. 400 nm bis 600 nm. Eine Ausnahme bildet hierbei die mittlere Rauigkeit bei der Bearbeitung mit einer Fluenz von $0,75 \text{ J/cm}^2$. Hier weist die mittlere Rauigkeit einen sehr hohen Wert von ca. $4,5 \mu m$ auf, der mit einer hohen Messunsicherheit einhergeht. Die

Erklärung für diese stark abweichende mittlere Rauigkeit findet man in den REM-Bildern der Strukturen (Abbildung 5-12).

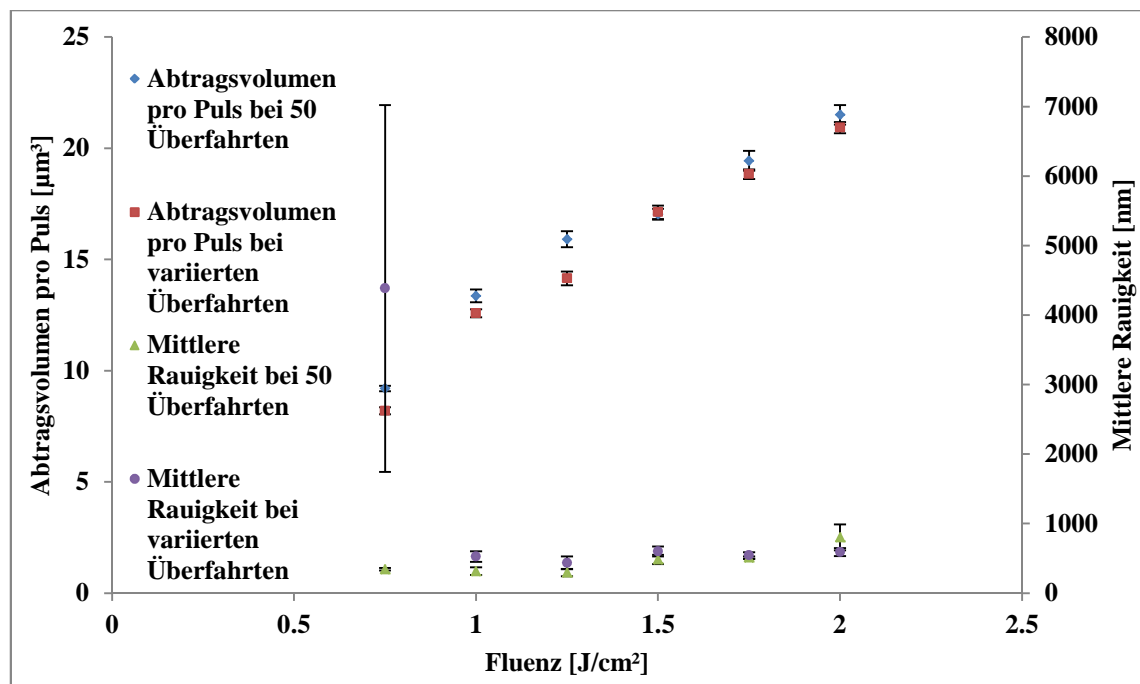


Abbildung 5-11: Vergleich der Ergebnisse bei der Strukturierung mit Femtosekundenlaserpulsen unterschiedlicher Fluenz und variabler Anzahl von Überfahrten ($\text{PD} = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Es ist in den REM-Bildern erkennbar, dass sich bei einer Fluenz von $0,75 \text{ J}/\text{cm}^2$ eine große Anzahl von Aufwölbungen ausgebildet hat (Bild a in Abbildung 5-12). Diese Aufwölbungen sind ausschlaggebend für die hohe mittlere Rauigkeit der Struktur. Bei höheren Fluenzen bilden sich derartige Aufwölbungen nicht (Bilder c bis f in Abbildung 5-12), bzw. nur in geringerer Anzahl (Bild b in Abbildung 5-12) aus, was zu einer stark reduzierten mittleren Rauigkeit der Struktur führt.

Bei der genaueren Darstellung einer Aufwölbung stellt man fest, dass diese im Gegensatz zur restlichen Strukturierung sehr glatt ist (siehe Abbildung 5-13). Die Aufwölbung ist kegelförmig und weist eine Spitze auf. Es wird vermutet, dass sich die Aufwölbungen aus den, in Kapitel 5.2.1 bereits erwähnten, kleineren Aufwölbungen ausbilden. Das heißt, dass es aufgrund der geringen Fluenz an manchen Stellen nicht zur Ablation kommt. Gründe hierfür können beispielsweise die Gefügezusammensetzung des Stahls, Verunreinigungen auf der Probe oder auch redeponiertes Material sein (siehe Kapitel 5.2.1).

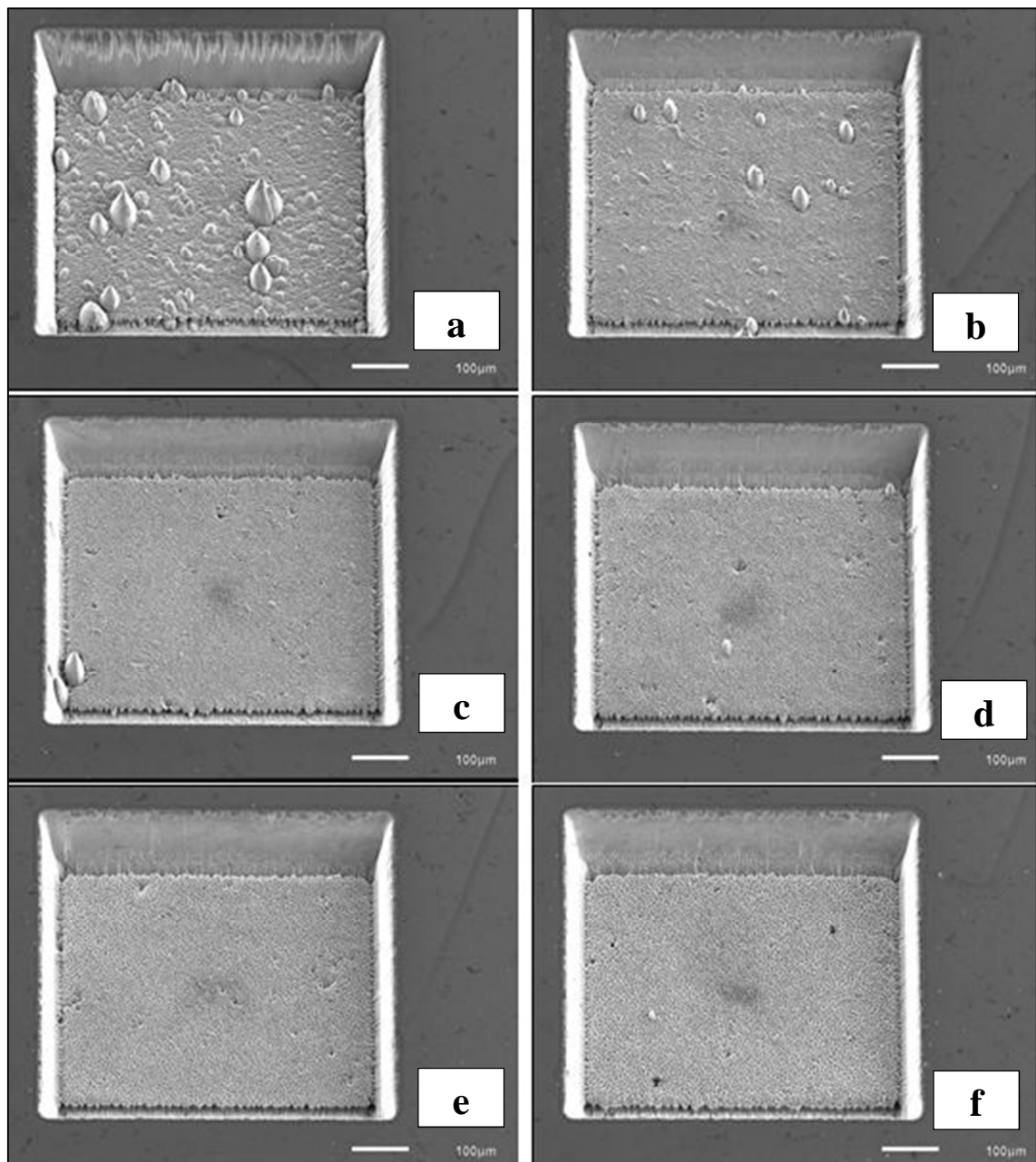


Abbildung 5-12: REM-Aufnahmen der mit Femtosekundenlaserpulsen erzeugten Felder bei variierten Überfahrten ($PD = 6 \mu m$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)
a) $H = 0,75 \text{ J/cm}^2$; b) $H = 1 \text{ J/cm}^2$; c) $H = 1,25 \text{ J/cm}^2$; d) $H = 1,5 \text{ J/cm}^2$; e) $H = 1,75 \text{ J/cm}^2$;
f) $H = 2 \text{ J/cm}^2$

Es entstehen Flanken zwischen den Gebieten, in denen Material ablatiert wurden und denen, in den kein Material ablatiert werden konnte. An diesen Flanken ist das Ablationsverhalten anders. Beispielsweise vergrößert sich die bestrahlte Fläche, da der Strahl nicht mehr senkrecht auf die Oberfläche trifft. Dadurch verringert sich die wirkende Fluenz. Dies führt dazu, dass sich an Stellen an denen nicht abgetragen wurde, der Prozess des Nichtabtrags fortsetzt. Dadurch kommt es schließlich zur Bildung der Aufwölbungen. Bei der Verwendung größerer Fluenzen können die Aufwölbungen

vermieden werden, da der Fluenzunterschied zur Ablationsschwelle groß genug ist, um eventuell auftretende Fehlstellen bei nachfolgenden Überfahrten abtragen zu können.

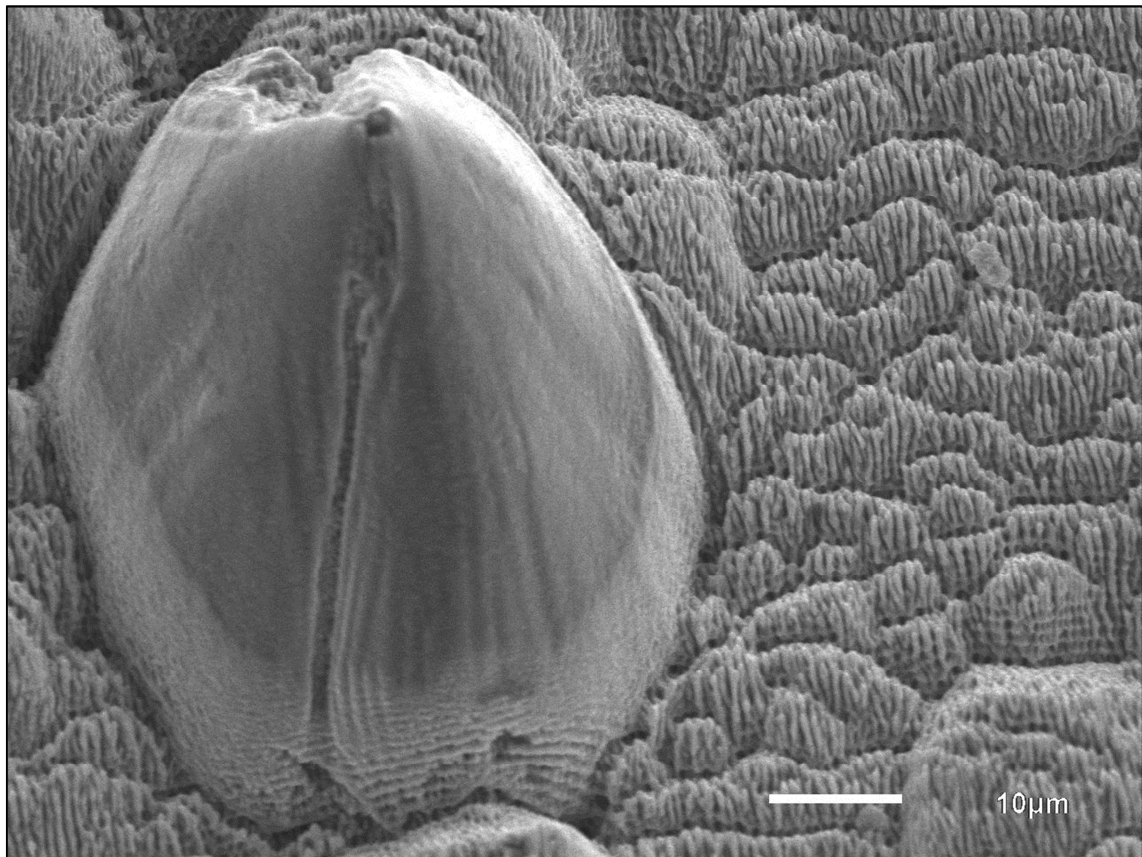


Abbildung 5-13: Detaillierte REM-Aufnahme einer Aufwölbung, die sich bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen gebildet hat, bei Verwendung einer Fluenz von $0,75 \text{ J/cm}^2$ ($\dot{U} = 400$, $PD = 6 \text{ } \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Bei der Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen kann man beim grafischen Vergleich der Ergebnisse in Abbildung 5-14 erkennen, dass das Abtragsvolumen pro Puls mit einer höheren Anzahl von Überfahrten zunimmt. Das nahezu unabhängige Abtragsvolumen pro Puls, wie es bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen gegeben war, ist hier nicht vorhanden. Berechnungen zeigen, dass sich mit der Erhöhung der Überfahrten das Abtragsvolumen pro Puls um 20 % bis 40 % erhöht, abhängig von der gewählten Fluenz. Die Abhängigkeit des Abtragsvolumens pro Puls von der Anzahl der Überfahrten wird in Kapitel 5.3 genauer untersucht.

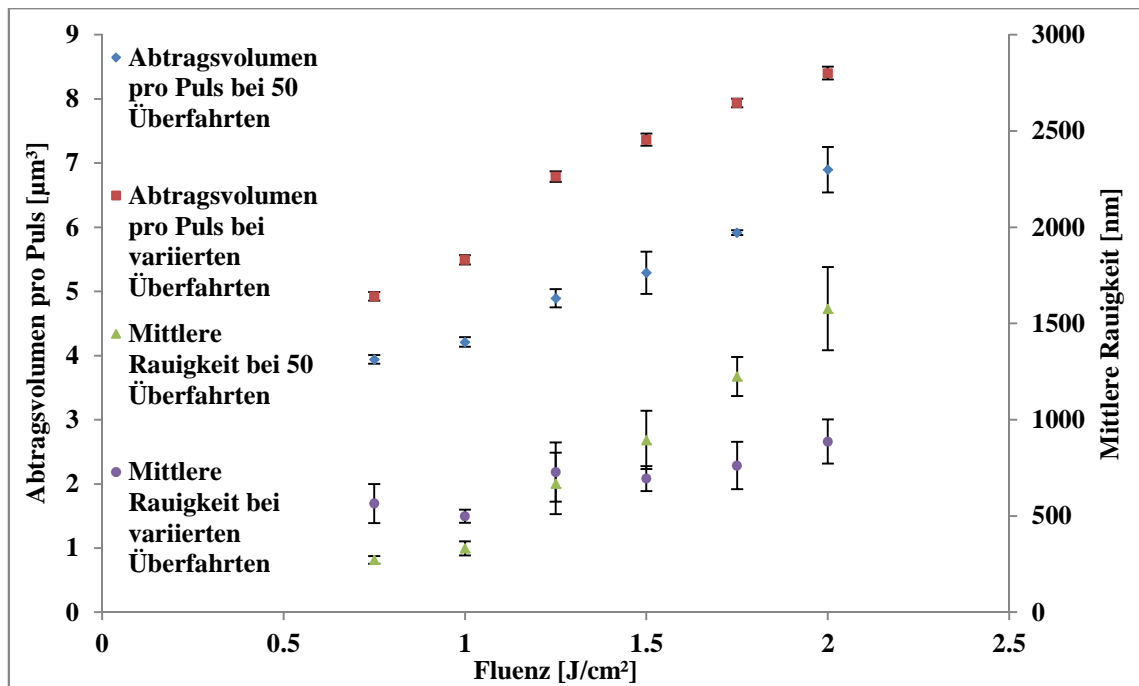


Abbildung 5-14: Vergleich der Ergebnisse bei der Strukturierung mit Pikosekundenlaserpulsen unterschiedlicher Fluenz und variabler Anzahl von Überfahrten ($\text{PD} = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Bei Betrachtung der Rauigkeitswerte in Abbildung 5-14 stellt man fest, dass sich bei sämtlichen untersuchten Fluenzen und varierten Überfahrten eine nahezu gleiche mittlere Rauigkeit eingestellt hat. Dabei ist die Rauigkeit bei hohen Fluenzen und varierten Überfahrten sogar geringer als bei 50 Überfahrten. Das bedeutet, dass durch die Verwendung von mehr Überfahrten eine Glättung der Struktur stattgefunden hat.

Das REM-Bild (Abbildung 5-15) der Struktur, die mit einer Fluenz von $0,75 \text{ J}/\text{cm}^2$ erzeugt wurde, zeigt, dass sich auch bei Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen geringer Fluenz Aufwölbungen auf dem Strukturboden ausbilden. Diese haben jedoch nicht die großen Abmaße wie die Aufwölbungen, die sich bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen zeigen. Jedoch sind bei der Pikosekundenlaserbearbeitung die Strukturen nicht so tief (Strukturtiefe ca. $35 \mu\text{m} - 55 \mu\text{m}$) wie die Strukturen, die mit Femtosekundenlaserpulsen (Strukturtiefe ca. $80 \mu\text{m} - 90 \mu\text{m}$) erzeugt wurden. Es kann keine Aussage zu der Größe der Aufwölbungen bei größeren Strukturtiefen (analog zur Femtosekundenlaserbearbeitung) getroffen werden.

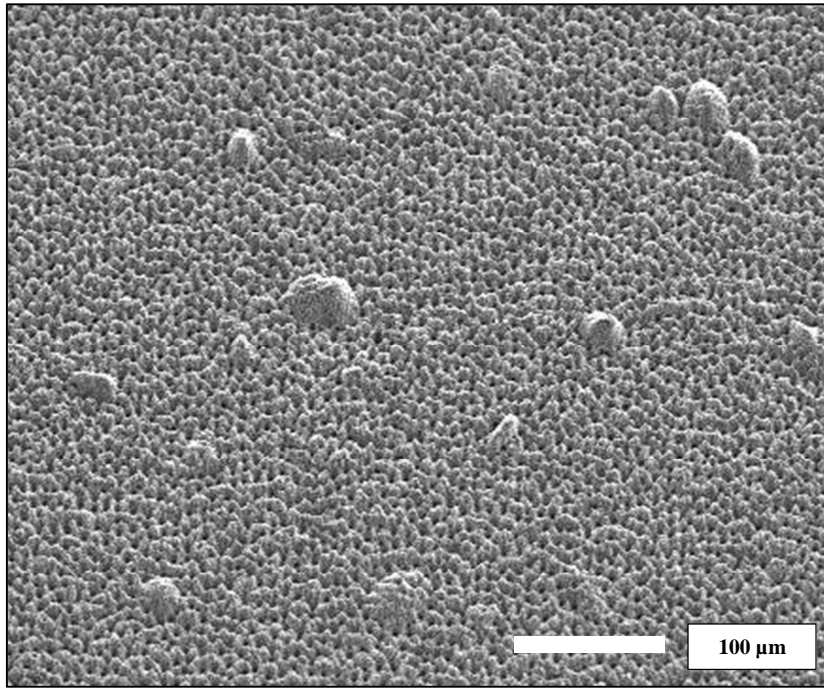


Abbildung 5-15: Aufwölbungen bei der Pikosekundenlaserbearbeitung mit geringer Fluenz ($0,75 \text{ J/cm}^2$) ($\dot{U} = 400$, $PD = 6 \text{ μm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

In diesem Kapitel wurden Strukturtiefen erzeugt, die es erforderlich machen, dass der Effekt der Defokussierung genauer betrachtet wird. Die maximale Tiefe der Strukturen betrug bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen ca. 95 μm und bei der Pikosekundenlaserbearbeitung ca. 55 μm . Aufgrund der Defokussierung des Laserstrahls ändern sich zwei Parameter während der Bearbeitung. Zum einen wird die verwendete Laserstrahlfläche bzw. der verwendete Strahlradius w an der Bearbeitungsstelle größer, zum anderen verringert sich aufgrund der größeren Strahlfläche die wirkende Fluenz.

Mit Hilfe der Formel 5-3 kann das theoretische Abtragsvolumen pro Puls berechnet werden. Der wirkende Strahlradius (w_{wirk}) ist dabei aufgrund der Defokussierung anzupassen. Die Formel hierfür lautet:

$$w_{\text{wirk}} = w + \tan \varphi * z_{\text{defokus}} \quad [\text{Formel 5-5}]$$

mit z_{defokus} – Defokussierung und φ – Divergenzwinkel des Laserstrahles (siehe Kapitel 4.1).

Die sich ändernde Fluenz kann mithilfe der folgenden Formel bestimmt werden:

$$H_{\text{wirk}} = H \frac{w^2}{w_{\text{wirk}}^2} \quad [\text{Formel 5-6}]$$

Die letztendliche Berechnungsformel für das theoretische Abtragsvolumen pro Puls bei einer auftretenden Defokussierung lautet schließlich:

$$V_{theoretisch} = \frac{L_B}{4} * \pi * (w + \tan \varphi * z_{defokus})^2 * \ln \left(\frac{H * \frac{w^2}{(w + \tan \varphi * z_{defokus})^2}}{H_{th}^a} \right)^2 \quad [\text{Formel 5-7}]$$

Anhand einer Beispielrechnung soll der Einfluss der Defokussierung verdeutlicht werden. Es wurde für eine Fluenz von 2 J/cm² das theoretische Abtragsvolumen pro Puls für die jeweiligen Defokussierungen berechnet und in Abbildung 5-16 grafisch dargestellt. Als Ablationsschwelle wurde hierbei für die Femtosekundenlaserpulse ein Wert von 0,13 J/cm² verwendet und für die Pikosekundenlaserpulse ein Wert von 0,10 J/cm². Die Eindringtiefe wurde mit 16,9 nm, bzw. 4,1 nm festgelegt. Diese Werte sind Kapitel 5.2.1 entnommen. Die experimentell bestimmten Struktur Tiefen bei der Fluenz von 2 J/cm² und 400 Überfahrten betrugen 93 µm (Femtosekundenlaserpulse) bzw. 37 µm (Pikosekundenlaserpulse).

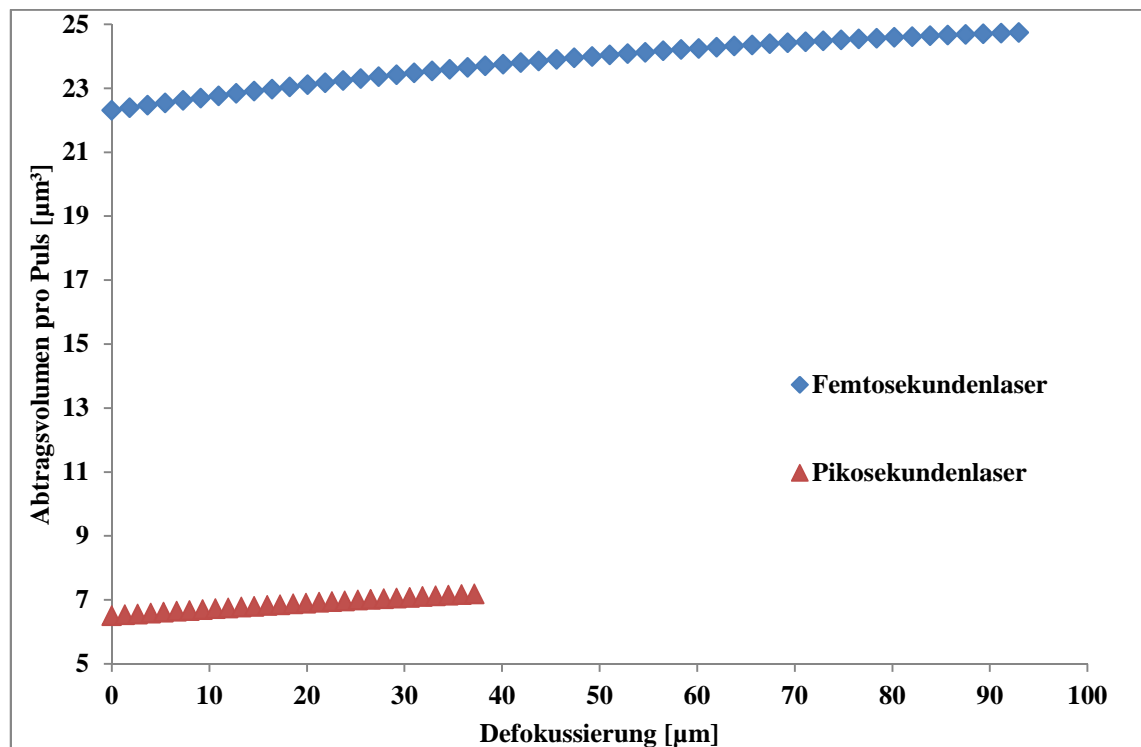


Abbildung 5-16: Berechnete Werte des Abtragsvolumens pro Puls bei der Defokussierung des Laserstrahles

Wie man in Abbildung 5-16 sehen kann, vergrößert sich das Abtragsvolumen pro Puls mit zunehmender Defokussierung geringfügig. Bei der Berechnung der

Femtosekundenlaserbearbeitung zeigt sich eine Steigerung des Abtragsvolumens pro Puls von $22,3 \mu\text{m}^3$ auf $24,8 \mu\text{m}^3$. Bei der analogen Berechnung für die Pikosekundenlaserbearbeitung ergibt sich eine Steigerung des Abtragsvolumens pro Puls von $6,5 \mu\text{m}^3$ auf $7,6 \mu\text{m}^3$. Eine Mittelwertbildung über den gesamten Defokussierbereich zeigt eine Erhöhung des Abtragsvolumens pro Puls von ca. 5 %.

Das bedeutet, dass der Einfluss der Defokussierung nicht das höhere Abtragsvolumen pro Puls bei der Pikosekundenlaserbearbeitung in diesem Kapitel erklärt, da dabei Steigerungen des Abtragsvolumens pro Puls im Bereich von 25 % bis zu 40 % festgestellt wurden.

5.3. Untersuchungen des Abtragsverhaltens bei Variation der Anzahl der Überfahrten

In Kapitel 5.2.2 wurde bereits festgestellt, dass sich das Abtragverhalten bei Variation der Anzahl der Überfahrten bei Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen von dem Verhalten bei Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen unterscheidet. Bei den Untersuchungen mit Pikosekundenlaserpulsen ist mit steigender Anzahl an Überfahrten eine Zunahme des Abtragsvolumens pro Puls beobachtet wurden. Dementgegen veränderte sich das Abtragsvolumen pro Puls beim Einsatz von Femtosekundenlaserpulsen bei der Erhöhung der Überfahrten nicht. Um diese Erkenntnis genauer zu untersuchen, wurden in diesem Kapitel die Anzahl der Überfahrten variiert. Sämtliche weiteren Parameter wurden konstant gehalten, um einen Einfluss dieser auf das Ergebnis auszuschließen.

Es wurde bei den Versuchen eine Fluenz von $1,5 \text{ J/cm}^2$ verwendet und ein Pulsabstand von $6 \mu\text{m}$. Die Pulsfolgefrequenz betrug 150 kHz. Bei dem bearbeiteten Material handelte es sich um den Stahl K110+.

Die Werte der Abtragstiefe, der mittleren Rauigkeit, sowie das berechnete Abtragsvolumen pro Puls befinden sich in Tabelle A 5. Bei der grafischen Darstellung der Ergebnisse, die mit den Pikosekundenlaserpulsen (Abbildung 5-17) erzielt wurden, stellt man fest, dass sich das Abtragsvolumen pro Puls mit Erhöhung der Überfahrten von ca. $4 \mu\text{m}^3$ auf ca. $7 \mu\text{m}^3$ vergrößert.

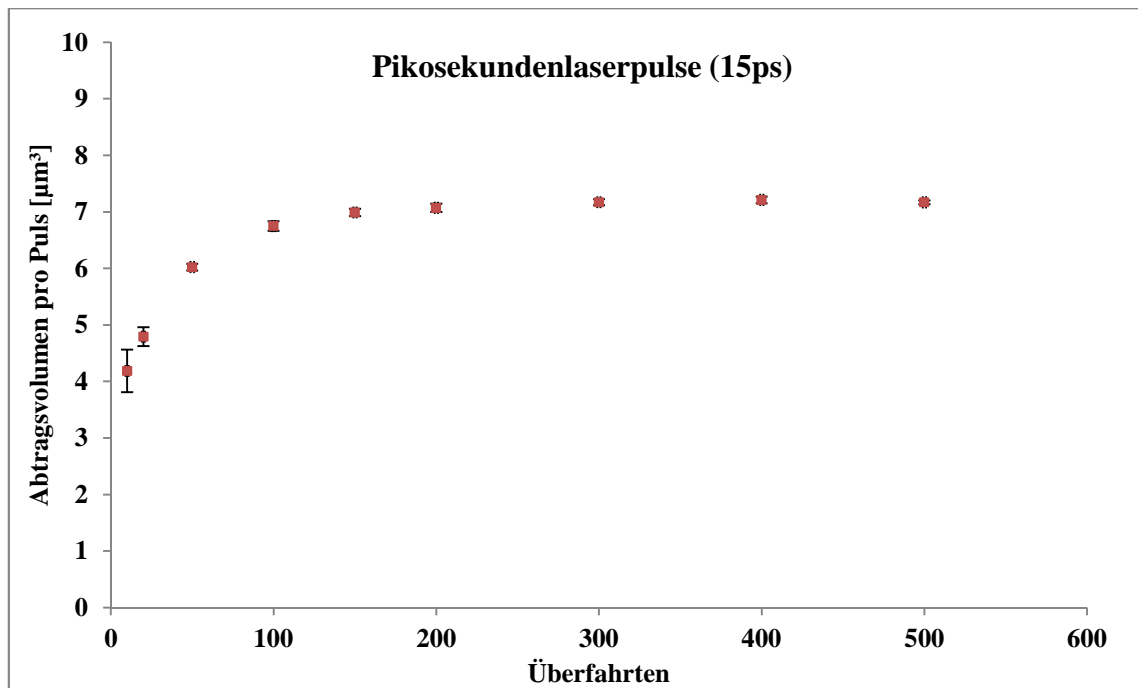


Abbildung 5-17: Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Überfahrten bei Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Ein Inkubationseffekt kann hierbei ausgeschlossen werden, da aus der Literatur bekannt ist (siehe Kapitel 3.6.1), dass der Effekt der Inkubation sich nur bei den ersten Pulsen zeigt und bei einer hohen Anzahl von wirkenden Pulsen in eine Sättigung läuft. Aufgrund der vielen Pulse je Flächenelement ist der Inkubationseffekt bereit nach wenigen Überfahrten abgeschlossen. Eine abschließende Begründung des ansteigenden Abtragsvolumens pro Puls bei einer höheren Anzahl von Überfahrten bei der Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden. Eine mögliche Erklärung stellt die Wärmeentwicklung im Werkstück dar. Es ist bereits in verschiedenen Veröffentlichungen dargestellt wurden, dass auch mit ultrakurzen Laserpulsen ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Energie des Laserpulses im Werkstück als Wärmeenergie zurück bleibt und nicht zum Abtragsprozess beiträgt [13]. Weiterhin ist bekannt, dass sich die Temperatur des Werkstückes auf den Abtragsprozess auswirkt [12]. Von einem wärmeren Werkstück lässt sich mehr Material abtragen als von einem kälteren Werkstück. Inwieweit diese Effekte ausschlaggebend für die Steigerung des Abtragsvolumens pro Puls mit zunehmender Anzahl von Überfahrten bei der Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen sind, ist noch zu klären.

In Abbildung 5-18 erkennt man, dass das Abtragsvolumen pro Puls bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen nahezu konstant bleibt. Es sind Schwankungen des Abtragsvolumens pro Puls erkennbar, jedoch sind diese unregelmäßig über den Messbereich verteilt und scheinen keiner physikalischen Gesetzmäßigkeit zu folgen. Das gleichmäßige Abtragsvolumen pro Puls bestätigt die bei der Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen getroffene Aussage, dass Inkubationseffekte bei derartig vielen Pulsen je Flächenelement keinen Einfluss auf das Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit der Überfahrten haben.

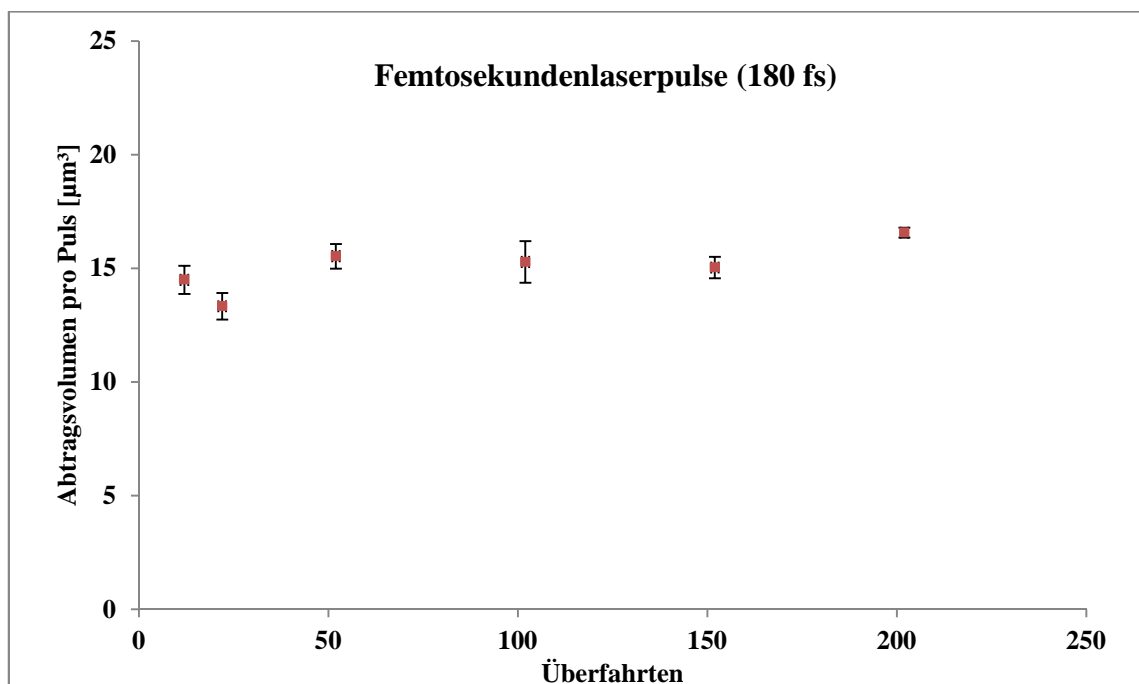


Abbildung 5-18: Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit der Überfahrten bei Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Beim Vergleich der mittleren Rauigkeiten der mittels Piko- bzw. Femtosekundenlaserpulsen erzeugten Strukturen (Abbildung 5-19) stellt man fest, dass diese mit steigender Tiefe der Struktur (steigende Anzahl von Überfahrten) zunehmen. Bemerkenswert ist, dass die mittlere Rauigkeit der Strukturen besonders stark bei den ersten Überfahrten steigt. Bereits nach den ersten Überfahrten hat sich eine mittlere Rauigkeit von ca. 150 nm bzw. 200 nm eingestellt. Diese nimmt mit steigender Zahl an Überfahrten zu, jedoch nicht mehr so stark. Bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen ist ab einer Strukturtiefe von $40 \text{ }\mu\text{m}$ keine Erhöhung der mittleren Rauigkeit mehr erkennbar, im Gegensatz zu der Bearbeitung mit

Pikosekundenlaserpulsen, bei der die mittlere Rauigkeit stetig steigt. Die maximale mittlere Rauigkeit beträgt bei der Pikosekundenlaserbearbeitung ca. 700 nm bei 500 Überfahrten und bei der Femtosekundenlaserbearbeitung ca. 400 nm bei 200 Überfahrten.

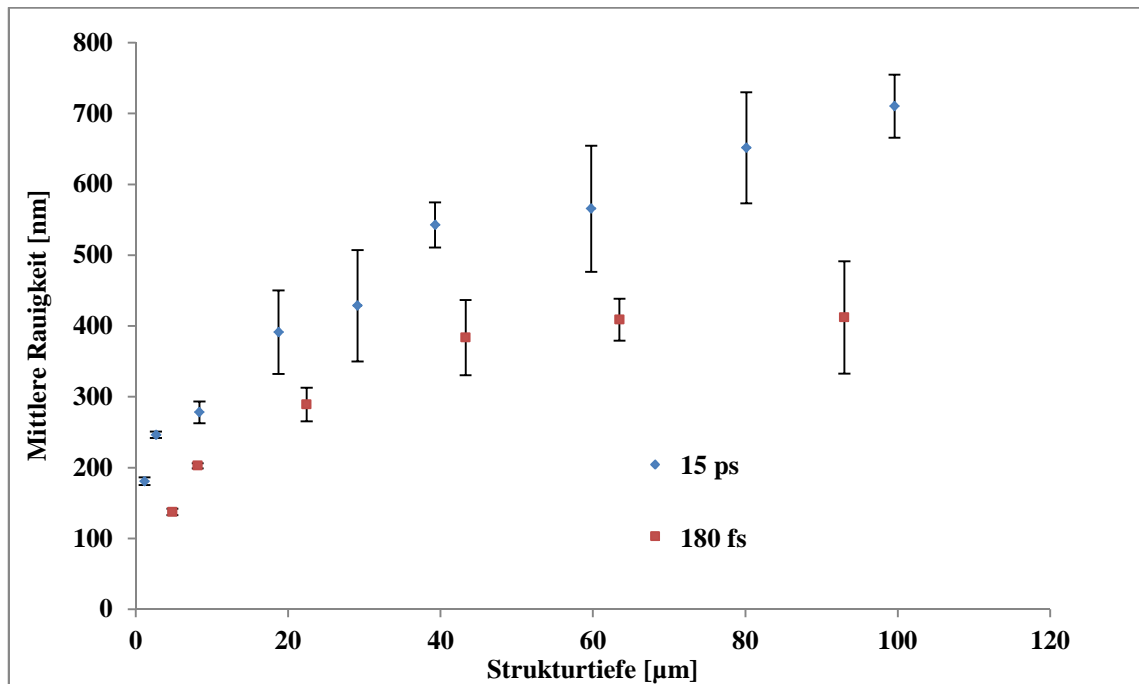


Abbildung 5-19: Mittlere Rauigkeit in Abhängigkeit von der Strukturtiefe bei der Variation der Überfahrten ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Die steigenden mittleren Rauigkeiten lassen sich sehr gut anhand der REM-Bilder der Strukturen erkennen (Abbildung 5-20 und Abbildung 5-21). Man sieht sowohl in den Bildern der Pikosekundenlaserbearbeitung, als auch in denen der Femtosekundenlaserbearbeitung, dass sich zunächst bei den ersten Überfahrten das typische Oberflächenprofil ausbildet, welches bei der Mikrostrukturierung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen (Ripple-Strukturen) entsteht. Die Strukturen werden mit steigender Anzahl an Überfahrten in ihren Strukturabmaßen größer. Dies führt zu der steigenden mittleren Rauigkeit. Man stellt fest, dass die Strukturen bei der Pikosekundenlaserbearbeitung von größerer Gestalt sind als bei der Femtosekundenlaserbearbeitung, was sich schließlich in der höheren mittleren Rauigkeit bei der Pikosekundenlaserbearbeitung widerspiegelt.

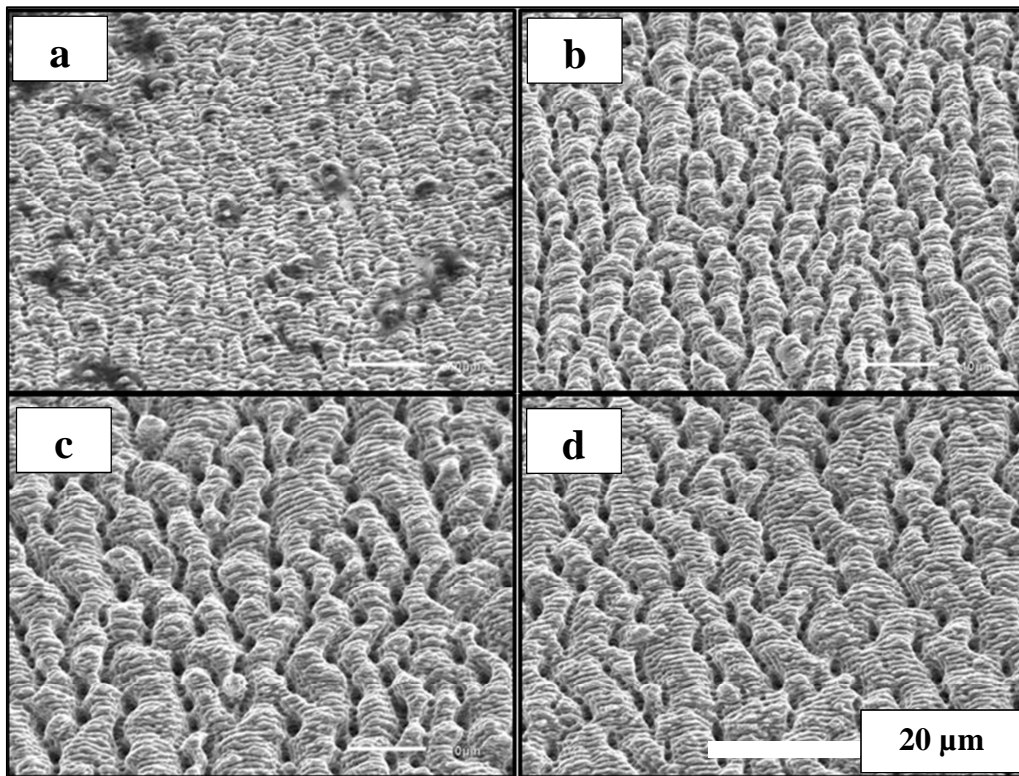


Abbildung 5-20: REM-Bilder der Strukturen bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen und Variation der Überfahrten [a) $\dot{U} = 12$; b) $\dot{U} = 52$; c) $\dot{U} = 102$; d) $\dot{U} = 202$] ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \text{ µm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

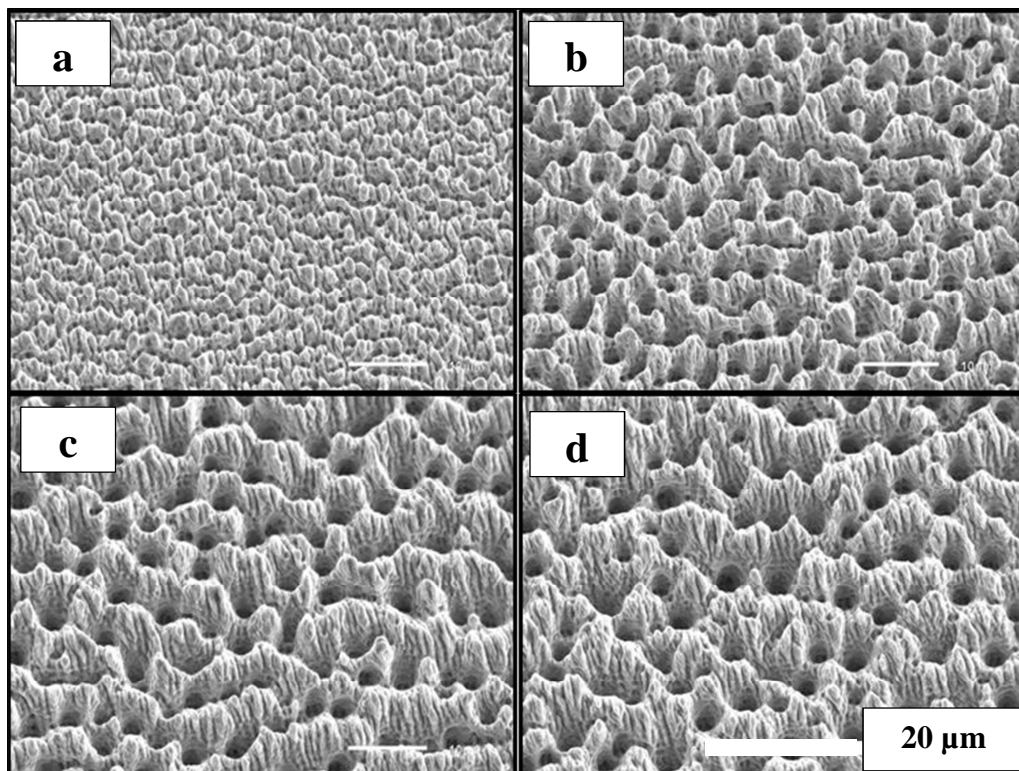


Abbildung 5-21: REM-Bilder der Strukturen bei der Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen und Variation der Überfahrten [a) $\dot{U} = 10$; b) $\dot{U} = 50$; c) $\dot{U} = 100$; d) $\dot{U} = 200$] ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

5.4. Untersuchungen zum Einfluss des Pulsabstandes

In diesem Kapitel soll der Einfluss des Pulsabstandes auf das Bearbeitungsergebnis untersucht werden. Der Pulsabstand wurde hierfür im Bereich von 2 μm bis 14 μm variiert. Dabei ist zu beachten, dass sich mit änderndem Pulsabstand auch die Anzahl der Pulse je Überfahrt ändert. Um die Ergebnisse miteinander vergleichbar zu machen und um diese diskutieren zu können, wurde die Gesamtpulszahl konstant gehalten. Dies wurde durch eine Anpassung der Überfahrten realisiert (siehe Tabelle 5-1). Es wurde bei den Versuchen eine Fluenz von $1,5 \text{ J/cm}^2$ verwendet und eine Pulsfolgefrequenz von 150 kHz eingestellt. Das bearbeitete Material war Thyrodur 2990.

Tabelle 5-1: Anzahl der Überfahrten bei dem jeweiligen Pulsabstand

Pulsabstand [μm]	Überfahrten
2	21
4	85
6	190
8	338
10	528
12	760
14	1034

Die ermittelten Mittelwerte der Abtragstiefe und der mittleren Rauigkeit, sowie das berechnete Abtragsvolumen pro Puls sind in Tabelle A 6 zusammengefasst.

In Abbildung 5-22 ist das Abtragsvolumen pro Puls für beide Pulsdauern in Abhängigkeit des Pulsabstandes dargestellt. Wie man erkennen kann, ist die Änderung des Abtragsvolumens pro Puls nur sehr gering. Aus diesem Grund wurde eine zweite grafische Darstellung gewählt, um das Ergebnis diskutieren zu können. In dieser Darstellung (Abbildung 5-23) wurde das Abtragsvolumen pro Puls prozentual vom Maximalwert (bei 4 μm Pulsabstand) angegeben. Es wird dabei auf die Angabe der Standardabweichung verzichtet.

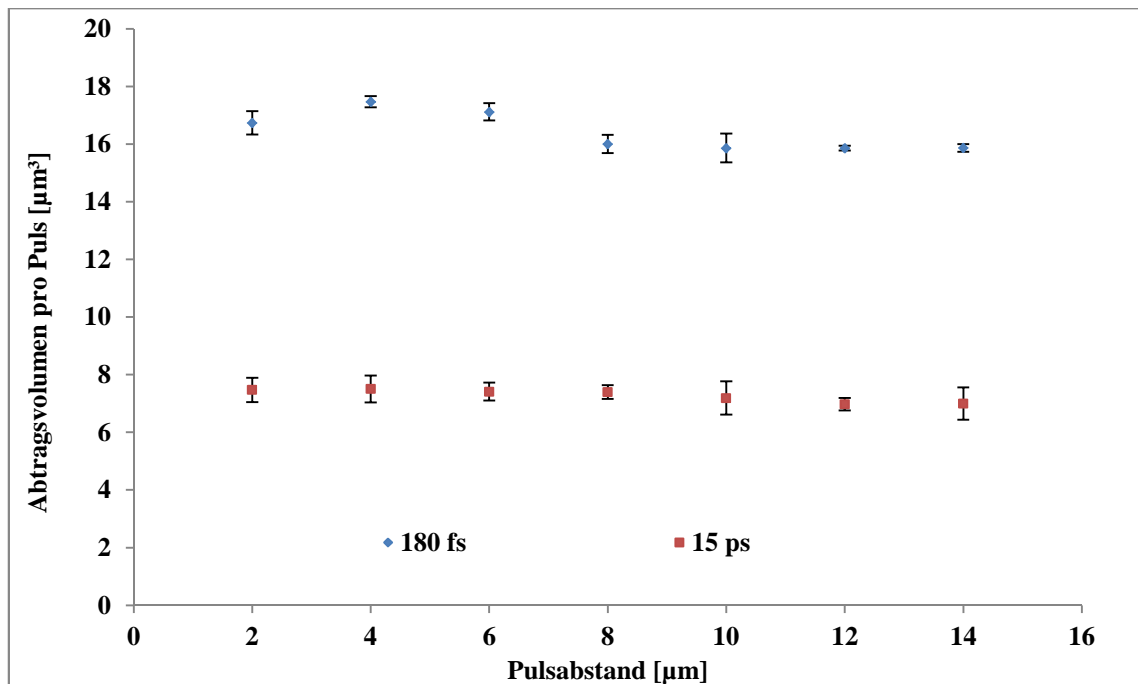


Abbildung 5-22: Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit des Pulsabstandes ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

In der Abbildung 5-23 ist erkennbar, dass bei größer werdendem Pulsabstand das Abtragsvolumen pro Puls abnimmt. Dieses Verhalten wurde bereits in einer anderen Veröffentlichung ermittelt [37] und ist auf die Wärmeakkumulation im Werkstück zurück zu führen. Die durch den vorangegangenen Laserpuls implementierte Wärme im Werkstück sorgt für ein höheres Abtragsvolumen pro Puls. Der höhere Abtrag aufgrund einer wärmeren Probe wurde beispielsweise in [12] gezeigt. Wenn der Folgepuls einen größeren Abstand zum vorangegangenen Puls hat, trifft er auf weniger erwärmtes Gebiet. Dadurch nimmt das Abtragsvolumen pro Puls mit größer werdendem Pulsabstand ab. Weshalb das Abtragsvolumen pro Puls bei dem geringsten Pulsabstand von $2 \mu\text{m}$ nicht am größten ist, konnte nicht geklärt werden.

Man erkennt ebenfalls in der Abbildung 5-23, dass die Reduzierung des Abtragsvolumens pro Puls bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen stärker ist als bei der Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen. Dies ist durch die sich unterscheidenden Temperaturprofile im Werkstück aufgrund der Bestrahlung mit Laserpulsen unterschiedlicher Pulsdauer erklärbar. In Kapitel 3.2 wurden die unterschiedlichen Ausbreitungsmechanismen der Energie und ihre Abhängigkeit von der Pulsdauer, der Intensität und damit verbunden mit der wirkenden Anregungsdichte des Laserpulses aufgezeigt. Es zeigt sich, dass sich die Temperaturprofile im bearbeiteten Werkstück, bei der Anregung mit unterschiedlich langen Laserpulsen

unterscheiden. Dadurch ergibt sich bei den beiden verwendeten Pulsdauern ein stärkerer bzw. schwächerer Einfluss des Pulsabstandes auf das Abtragsvolumen pro Puls.

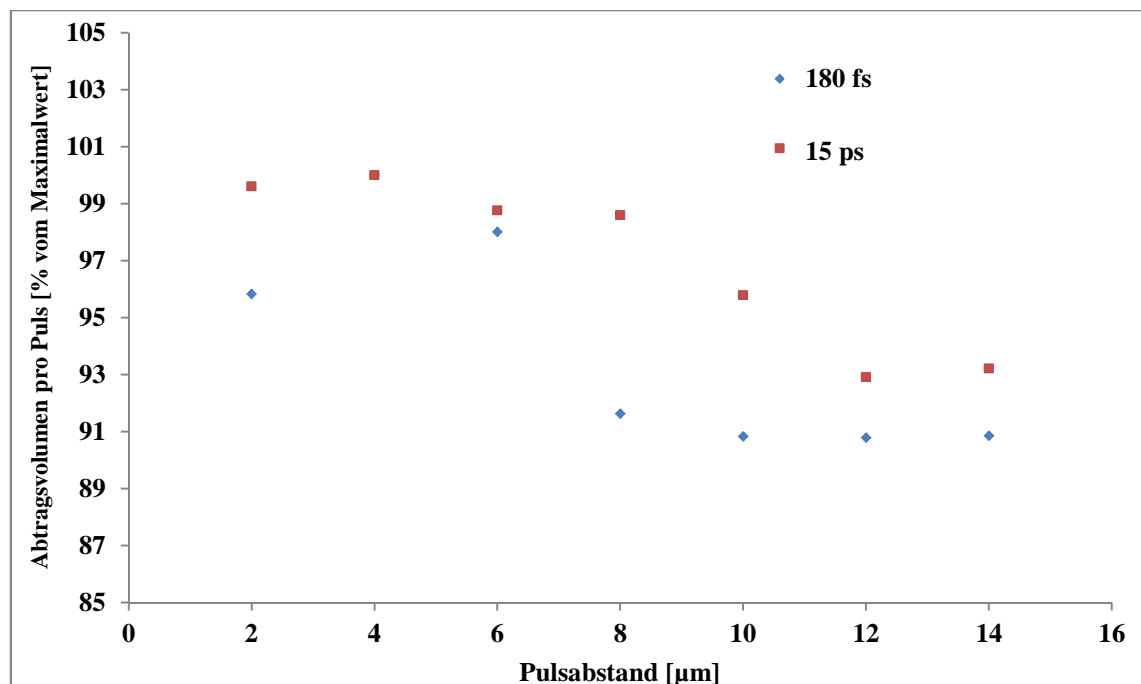


Abbildung 5-23: Abtragsvolumen pro Puls prozentual zum Maximalwert des Abtragsvolumens pro Puls (bei 4 μm Pulsabstand) in Abhängigkeit vom Pulsabstand ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$)

Eine Abschätzung, wie weit die Wärme sich im Werkstück zwischen zwei Laserpulsen ausbreitet, kann mithilfe der thermischen Diffusionslänge l_{th} erfolgen. Diese berechnet sich mit folgender Formel:

$$l_{th} = 2 \sqrt{\kappa_{th} * t} \quad [\text{Formel 5-8}]$$

Die Temperaturleitfähigkeit für Stahl beträgt $3,8 * 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ [40]. Die Zeit t kann mithilfe der verwendeten Pulsfolgefrequenz bestimmt werden. Die Berechnung ergibt, dass die thermische Diffusionslänge bei einer Pulsfolgefrequenz von 150 kHz 10 μm beträgt. Dieser Wert stimmt mit den in dieser Versuchsreihe erhalten Ergebnissen überein, die beispielsweise einen starken Abfall des Abtragsvolumens pro Puls bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen bei 8 μm zeigen.

Die Darstellung der mittleren Rauigkeit erfolgt in Abbildung 5-24. Bei den Werten der Femtosekundenlaserbearbeitung fällt auf, dass sie unregelmäßig sind. Im Bereich der Pulsabstände von 2 μm bis 10 μm variiert die mittlere Rauigkeit um ca. 200 nm. Es kann in diesem Bereich festgestellt werden, dass die höchste mittlere Rauigkeit auch bei

dem höchstem Abtragsvolumen pro Puls und damit bei der größten Strukturtiefe entstand und auch sonst die Kurven der mittleren Rauigkeit und des Abtragsvolumens pro Puls funktionell gleich verlaufen. Bei den beiden größten Pulsabständen ($12\text{ }\mu\text{m}$ und $14\text{ }\mu\text{m}$) nimmt die mittlere Rauigkeit jedoch zu, obwohl das Abtragsvolumen pro Puls und damit verbunden die Strukturtiefe abnimmt. Dies lässt sich anhand des REM-Bildes (Abbildung 5-25) der Struktur erklären, die mit einem Pulsabstand von $14\text{ }\mu\text{m}$ erzeugt wurde. Bei einem zu groß gewählten Pulsabstand entsteht ein Wellenprofil auf der Struktur. Das bedeutet, dass der Abstand zwischen den Pulsen zu groß ist und dadurch sind Gebiete vorhanden, in denen die Ablationsschwelle nicht überschritten wird. In diesen Gebieten wird kein Material ablatiert. Durch das Wellenprofil erhöht sich die mittlere Rauigkeit der Struktur.

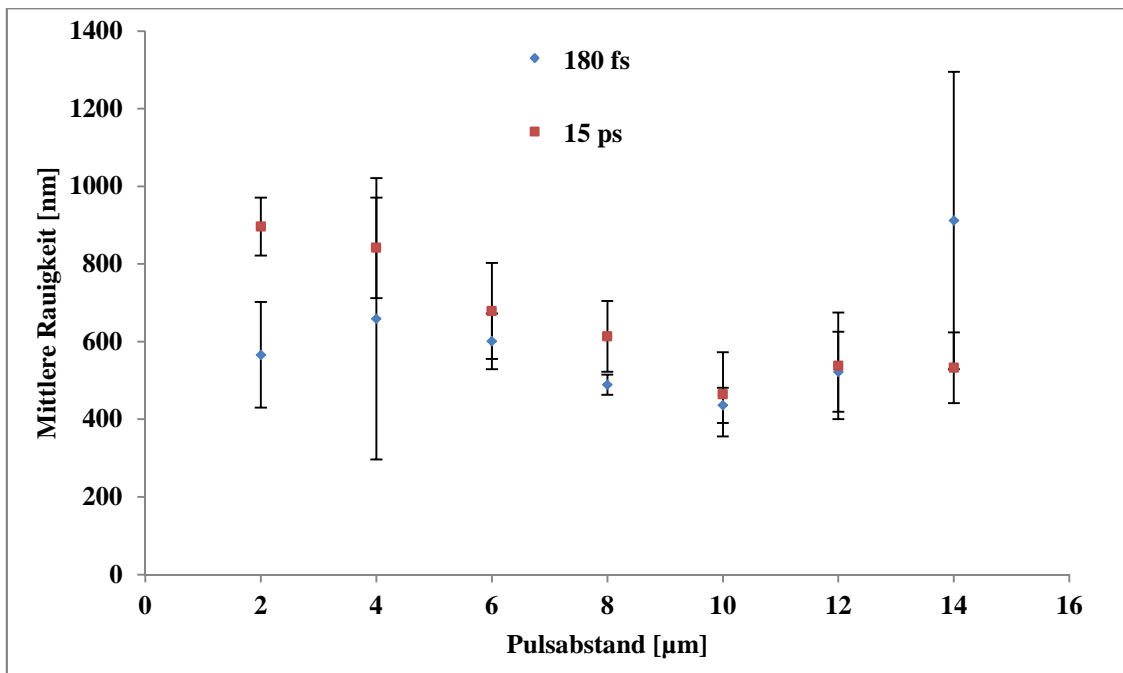


Abbildung 5-24: Mittlere Rauigkeit in Abhängigkeit vom Pulsabstand ($H = 1,5\text{ J/cm}^2$, $f_p = 150\text{ kHz}$)

Bei der Betrachtung der Rauigkeitwerte der Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen erkennt man, dass sich hier ein ähnliches Verhalten wie bei der Femtosekundenlaserbearbeitung einstellt. Die mittleren Rauigkeiten werden mit größer werdendem Pulsabstand geringer, bis sie aufgrund der Ausbildung eines Wellenprofils wieder größer werden.

Beim Vergleich der mittleren Rauigkeiten bei gleicher Fluenz, aber unterschiedlicher Pulsdauer, stellt man fest, dass diese nahezu gleich sind. Jedoch beträgt die erzeugte

Strukturtiefe bei der Femtosekundenlaserbearbeitung ca. $85\text{ }\mu\text{m}$, wohingegen bei der Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen nur Strukturtiefen von ca. $40\text{ }\mu\text{m}$ erzeugt wurden.

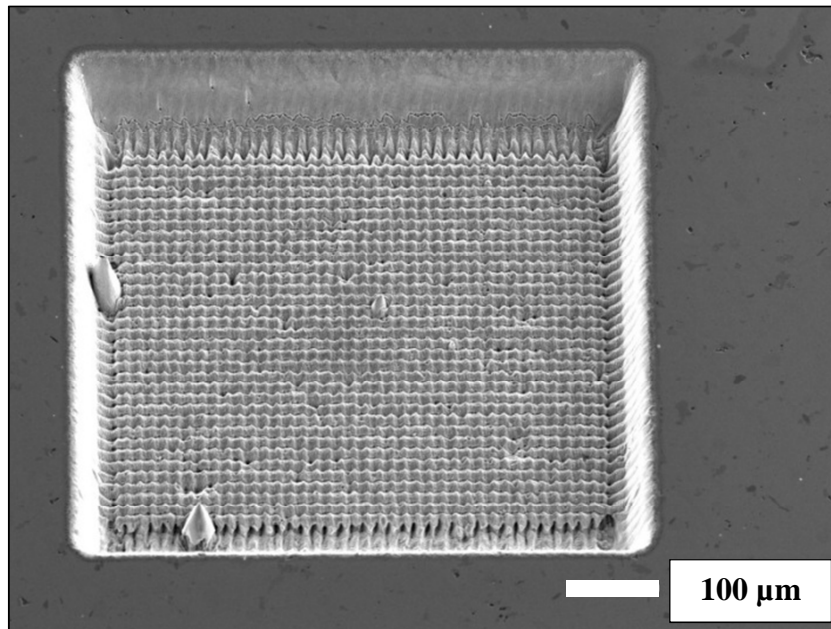


Abbildung 5-25: Wellenprofil bei der Verwendung von Femtosekundenlaserpulsen und eines Pulsabstandes von $14\text{ }\mu\text{m}$ ($H = 1,5\text{ J/cm}^2$, $f_p = 150\text{ kHz}$, $\ddot{U} = 1034$)

5.5. Untersuchungen zum Einfluss der Pulsfolgefrequenz

In diesem Kapitel wurde die Pulsfolgefrequenz in einem Bereich von wenigen kHz bis zu einem MHz variiert. An den beiden Laseranlagen war die Einstellung der Pulsfolgefrequenz nicht uneingeschränkt möglich. Deswegen konnten nicht immer identische Pulsfolgefrequenzen verwendet werden. Es wurden eine Fluenz von $1,5\text{ J/cm}^2$ und ein Pulsabstand von $4\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Die Anzahl der Überfahrten betrug bei dieser Versuchsreihe 85. Das bearbeitete Material war Thyrodur 2990. Die erzielten Ergebnisse sind in Tabelle A 7 im Anhang zusammengefasst.

Die Darstellung des Abtragsvolumens pro Puls findet in Abbildung 5-26 statt. Wie bereits in Kapitel 5.4 sind die Änderungen des Abtragsvolumens pro Puls sehr gering. Aus diesem Grund wird auf eine prozentuale Darstellung vom Maximalwert des Abtragsvolumens pro Puls zurückgegriffen (Abbildung 5-27). Bei der Femtosekundenlaserbearbeitung wird der Maximalwert bei einer Pulsfolgefrequenz 256 kHz erreicht und bei der Pikosekundenlaserbearbeitung bei 150 kHz. Es wird in Abbildung 5-27 auf die Angabe der Standardabweichung verzichtet.

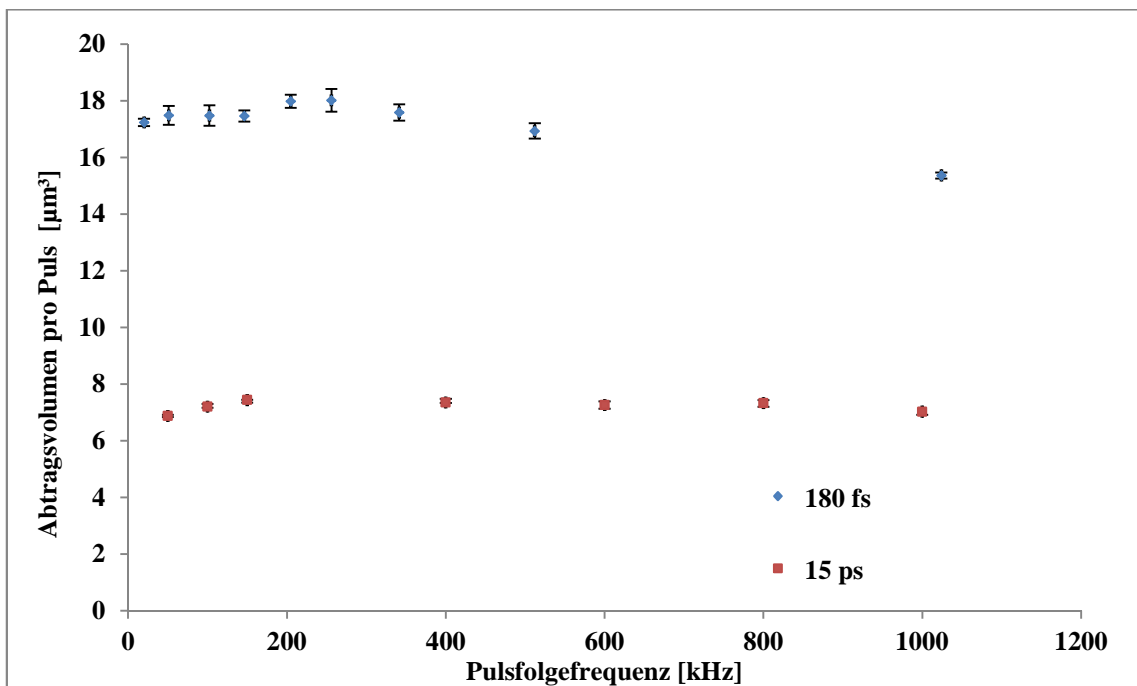


Abbildung 5-26: Abtragsvolumen pro Puls in Abhängigkeit der Pulsfolgefrequenz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \text{ µm}$)

Anhand der Abbildung 5-27 ist erkennbar, dass das Abtragsvolumen pro Puls im Bereich der niedrigen Pulsfolgefrequenzen ($< 200 \text{ kHz}$) mit Verringerung der Pulsfolgefrequenz sinkt. Dies ist auf die Wärmeakkumulation im Werkstück zurückzuführen. Bei einer geringeren Pulsfolgefrequenz vergeht mehr Zeit zwischen den einzelnen Pulsen und damit hat die Wärme mehr Zeit, um sich im Material auszubreiten. Bei dem geringen Pulsabstand von 4 µm bedeutet das, dass das Material aufgrund der Wärmeleitung an der Bearbeitungsstelle kälter ist, wenn der Folgepuls auf diese trifft. Dadurch verringert sich das Abtragsvolumen pro Puls bei geringen Pulsfolgefrequenzen. Da ausgehend von Quelle [12] bekannt ist, dass bei der Bearbeitung eines kalten Werkstückes weniger Material ablatiert werden kann.

Bei den höheren Pulsfolgefrequenzen (> 200 kHz) stellt man jedoch einen Rückgang des Abtragsvolumens pro Puls mit zunehmender Pulsfolgefrequenz fest. Dieses Verhalten lässt sich mittels Abschirmungseffekten durch das Plasma bzw. durch das ablatierte Material erklären. In Kapitel 3.6.3 wird auf Quelle [11] verwiesen. In dieser Quelle wird eine Pulsabschirmung bei der Bearbeitung von Stahl bis in den μs -Bereich gezeigt. Bei den in den Versuchsreihen verwendeten Pulsfolgefrequenzen von 200 kHz bis 1 MHz liegt zwischen 2 aufeinander folgenden Pulsen eine Zeitspanne von $1\ \mu\text{s}$ bis $5\ \mu\text{s}$. Dieser Zeitbereich ist identisch mit dem in Quelle [11] angegebenen Bereich, in dem es zur Abschirmung kommt. Die Reduzierung des Abtragsvolumens pro Puls aufgrund dieser Abschirmung ist bei der Bearbeitung mit den Femtosekundenlaserpulsen höher als bei der Bearbeitung mit den Pikosekundenlaserpulsen. Der Grund hierfür ist, dass bei der Femtosekundenlaserbearbeitung mehr Material ablatiert wird als bei der Pikosekundenlaserbearbeitung, was schließlich zu einer höheren Abschirmung des Folgepulses führt.

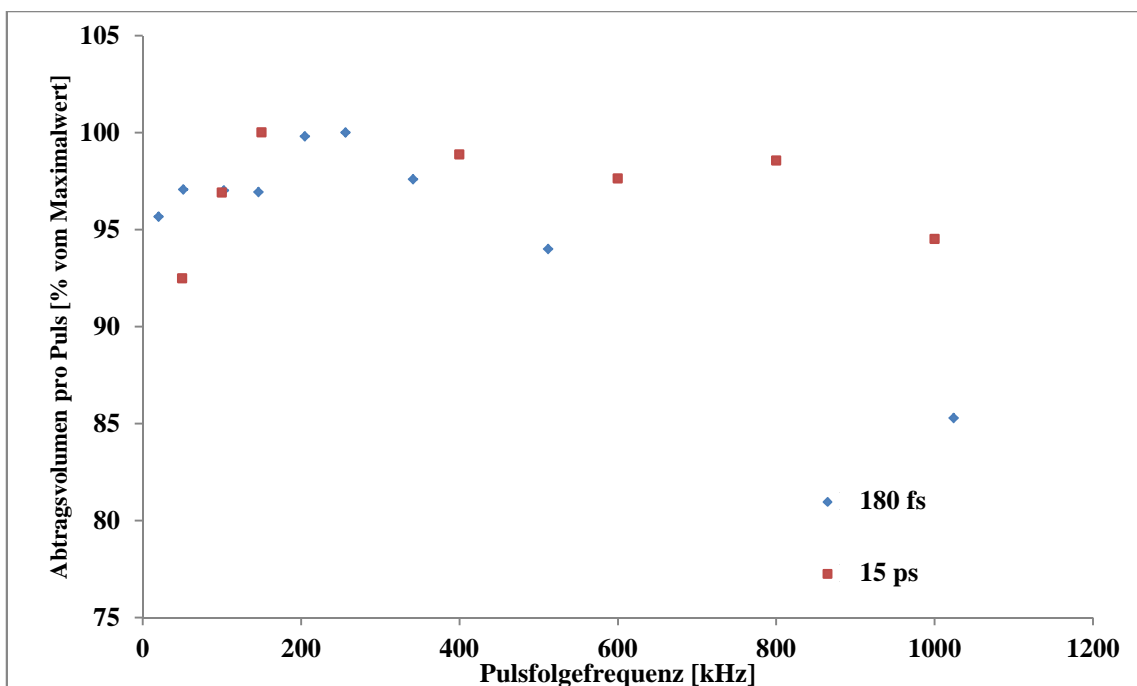


Abbildung 5-27: Abtragsvolumen pro Puls prozentual zum Maximalwert des Abtragsvolumens pro Puls in Abhängigkeit von der Pulsfolgefrequenz ($H = 1,5\ \text{J}/\text{cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4\ \mu\text{m}$)

Bei der Betrachtung der mittleren Rauigkeiten der Strukturen (Abbildung 5-28) stellt man einen Anstieg der mittleren Rauigkeit bei beiden Pulsdauern mit größer werdender Pulsfolgefrequenz fest. Es existieren zwei unterschiedliche Erklärungsansätze für die steigende mittlere Rauigkeit bei größer werdender Pulsfolgefrequenz.

Der Effekt kann zum einen mit der Wechselwirkung des Laserpulses mit dem abgetragenen Material bzw. mit dem erzeugtem Plasma des vorangegangenen Pulses erklärt werden. Die Wechselwirkung von Strahl und ablatiertem Material bzw. Plasma kann zu einer Veränderung im Strahlprofil führen. Dies kann einen unregelmäßigeren Abtrag bewirken.

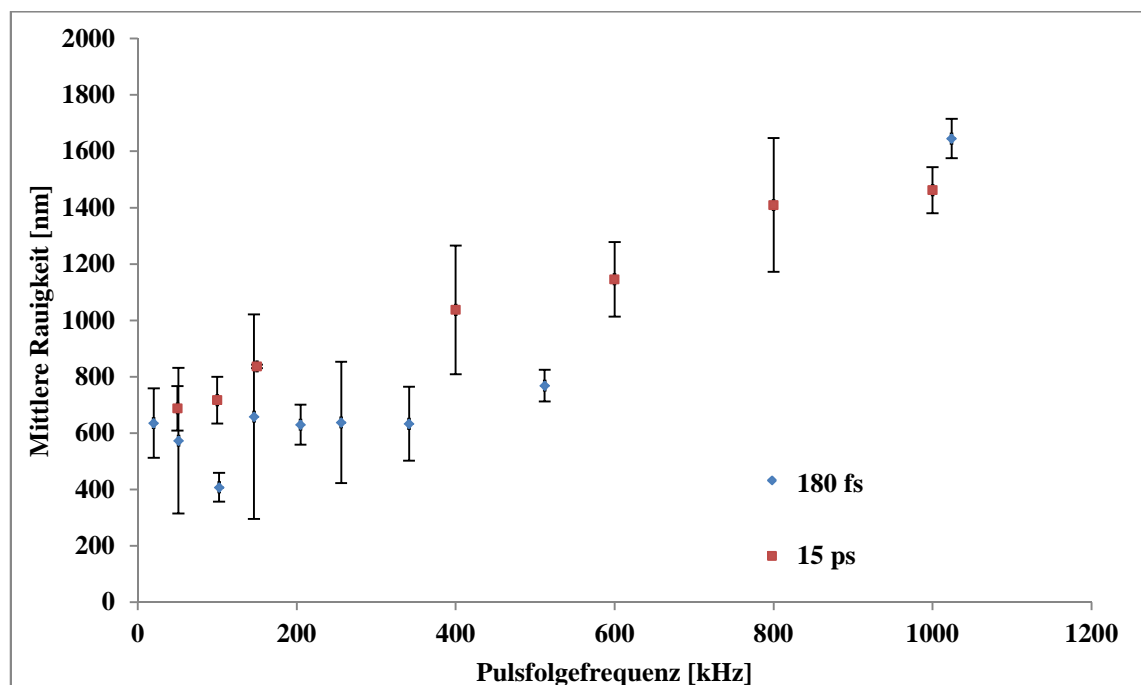


Abbildung 5-28: Mittlere Rauigkeit in Abhängigkeit von der Pulsfolgefrequenz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \text{ }\mu\text{m}$)

Der zweite Erklärungsansatz für die steigende Rauigkeit ist, dass die sich ausbildende Schmelzschicht einen Einfluss auf das Oberflächenprofil hat. Bei den hohen Pulsfolgefrequenzen kann es dazu kommen, dass die Schmelzschicht in der jeweiligen Bearbeitungsspur als Materialwelle durch die Laserpulse vorangetrieben wird, da die Zeit zwischen zwei Pulsen so kurz ist, dass sich die Schmelzschicht nicht abkühlen kann. Dies führt schließlich zu der in Abbildung 5-29 erkennbaren groben Oberflächenstruktur. Bei den geringeren Pulsfolgefrequenzen hat die Schmelzschicht Zeit sich abzukühlen, so dass sie sich nicht als Materialwelle fortbewegt. Dies führt

letztendlich zu der in Abbildung 5-30 erkennbaren Oberflächenstruktur. Eine eindeutige Erklärung für die unterschiedlichen Oberflächenstrukturen bei den verschiedenen Pulsfolgefrequenzen konnte noch nicht ermittelt werden, hierfür sind weitere Untersuchungen notwendig.

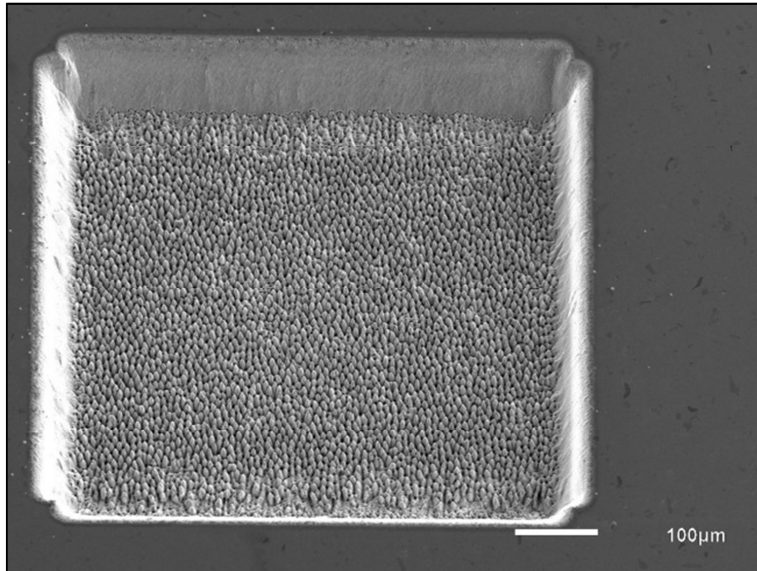


Abbildung 5-29: Strukturierungsergebnis bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen und einer Pulsfolgefrequenz von 1 MHz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \text{ μm}$)

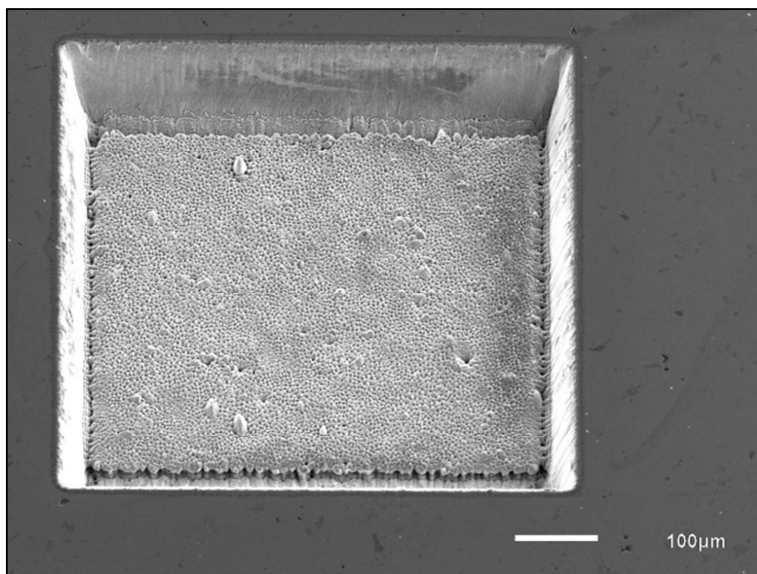


Abbildung 5-30: Strukturierungsergebnis bei der Bearbeitung mit Femtosekundenlaserpulsen und einer Pulsfolgefrequenz von 20 kHz ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $\ddot{U} = 85$, $PD = 4 \text{ μm}$)

5.6. Untersuchungen der Materialabhängigkeit der Ergebnisse

In den vorangegangenen Kapiteln stellte man immer wieder vereinzelte Unregelmäßigkeiten (Aufwölbungen) in der Strukturierung fest (siehe Abbildung 5-13). Inwieweit diese Unregelmäßigkeiten ihren Ursprung in der Gefügezusammensetzung des bearbeiteten Stahles haben, wurde in diesem Kapitel untersucht. Ebenfalls sollte hierbei festgestellt werden, wie sich die Werte des Abtragsvolumen pro Puls und der mittleren Rauigkeit bei der Bearbeitung unterschiedlicher Stähle ändern. Es wurden zum Vergleich die Stähle Thyrodur 2990, K110, K110+, K390, X32 und der Edelstahl 1.4301 bearbeitet. Die chemische Zusammensetzungen und die Eigenschaften der Stähle wurden in Kapitel 4.3 vorgestellt. Die bei den Versuchen eingestellten Parameter sind in Tabelle 5-2 zusammengefasst.

Tabelle 5-2: Parameter bei den Untersuchungen zur Materialabhängigkeit

Fluenz	1,5 J/cm ²
Pulsfolgefrequenz	150 kHz
Überfahrten	190 (Pikosekundenlaserpuls) bzw. 200 (Femtosekundenlaserpuls)
Pulsabstand	6 µm

Die Messwerte bzw. die berechneten Werte befinden sich im Anhang in Tabelle A 8. Man erkennt in Abbildung 5-31, in der das Abtragsvolumen pro Puls für die unterschiedlichen Stähle dargestellt ist, dass dieses nahezu gleich ist und nur geringfügige Abweichungen aufweist. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass der Hauptbestandteil von Stahl Eisen ist und dass Eisen damit auch den größten Einfluss auf den Abtragsprozess hat. Die Schwankungen im Abtragsvolumen pro Puls sind auf die unterschiedlichen Legierungselemente der Stähle zurückzuführen.

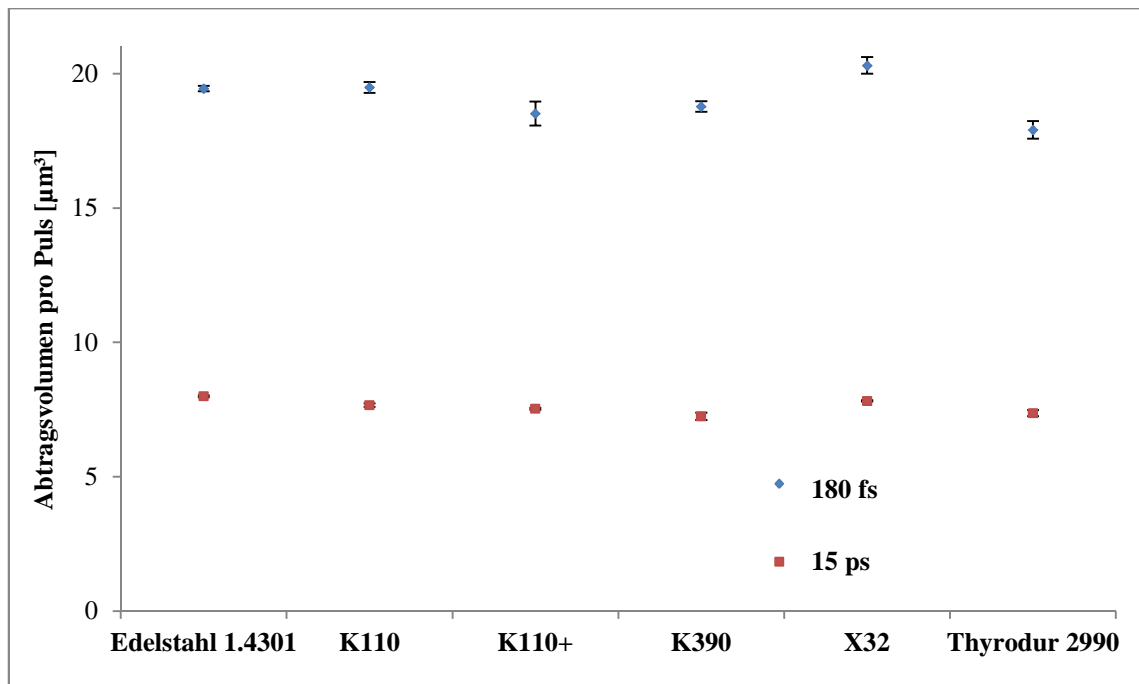


Abbildung 5-31: Abtragsvolumen pro Puls bei der Bearbeitung unterschiedlicher Stähle mit Femto- und Pikosekundenlaserpulsen ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $PD = 6 \text{ µm}$, $\ddot{U} = 190$ (15 ps) bzw. 200 (180 fs))

Bei Betrachtung der mittleren Rauigkeiten in Abbildung 5-32 erkennt man, dass sich diese in einem Bereich von 400 nm bis 700 nm befinden. Diese Werte stehen für eine hohe Bearbeitungsqualität, da die Strukturtiefe bei der Femtosekundenlaserbearbeitung ca. 100 µm und bei der Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen ca. 40 µm betrug. Man darf jedoch den visuellen Eindruck der Oberflächenstrukturen bei der Bewertung des Strukturierungsergebnisses nicht vernachlässigen. In dem REM-Bild der Oberflächenstruktur von Thyrodur 2990 (Abbildung 5-33) stellt man die bereits beobachteten Aufwölbungen fest. Bei anderen Stählen sind diese Aufwölbungen nicht erkennbar. Besonders die pulvermetallurgisch hergestellten Stähle, wie z.B. der Stahl K390 (Abbildung 5-34), scheinen nicht zu einer derartigen Bildung von Aufwölbungen zu neigen. Es scheint, dass sich pulvermetallurgisch hergestellte Stähle aufgrund ihrer Homogenität in der Gefügezusammensetzung für die Bearbeitung anbieten. Auch der Edelstahl 1.4301 zeigte bei den Untersuchungen keine Affinität zur Bildung von Aufwölbungen.

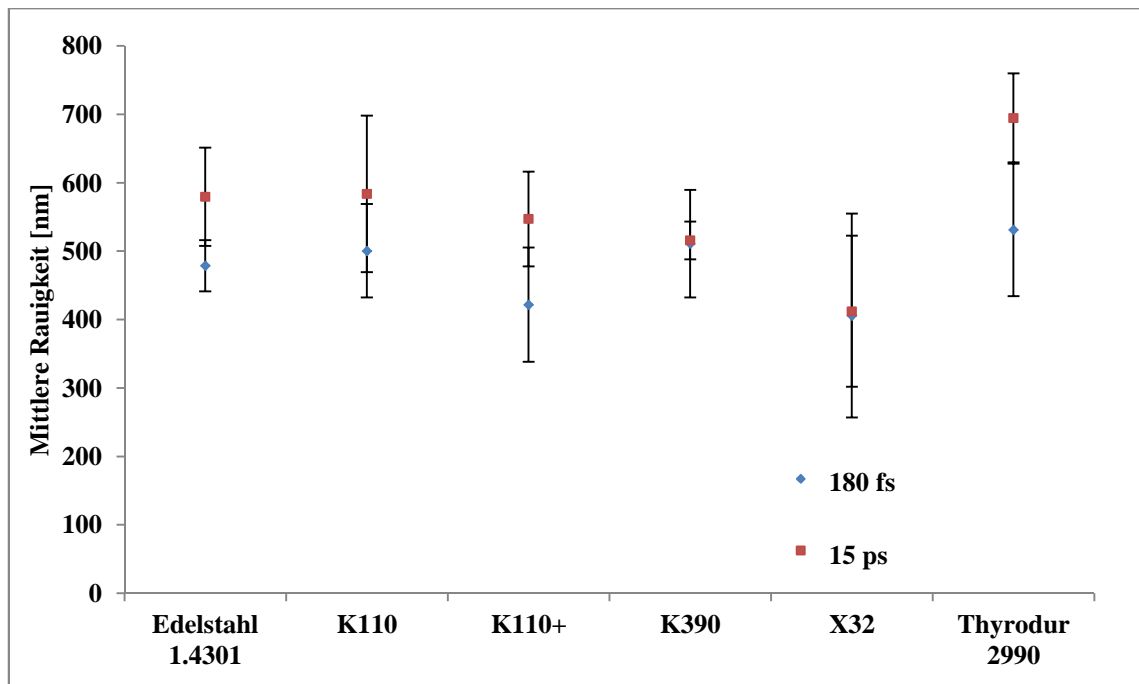


Abbildung 5-32: Mittlere Rauigkeit bei der Bearbeitung unterschiedlicher Stähle mit Femto- und Pikosekundenlaserpulsen ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $\dot{U} = 190$ (15 ps) bzw. 200 (180 fs))

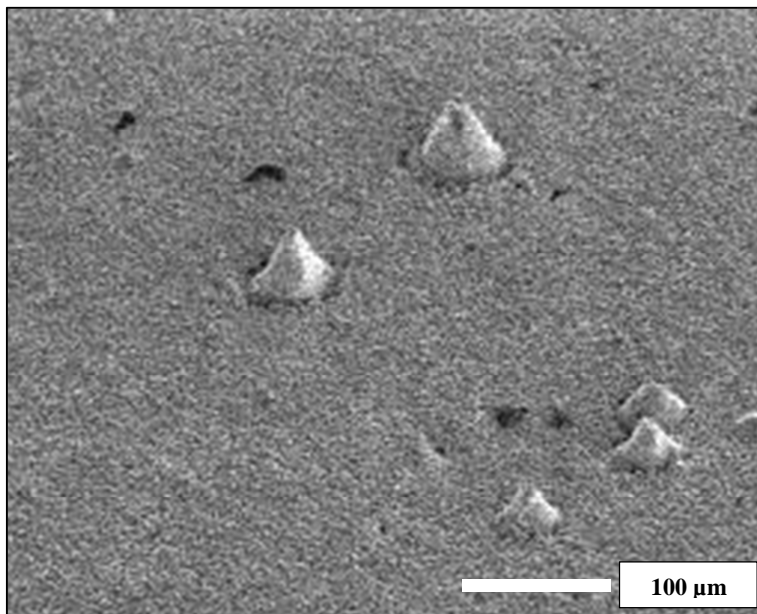


Abbildung 5-33: Oberflächenstruktur in Thyrodur 2990 mit einzelnen Aufwölbungen ($\tau_H = 180 \text{ fs}$, $H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $\dot{U} = 200$)

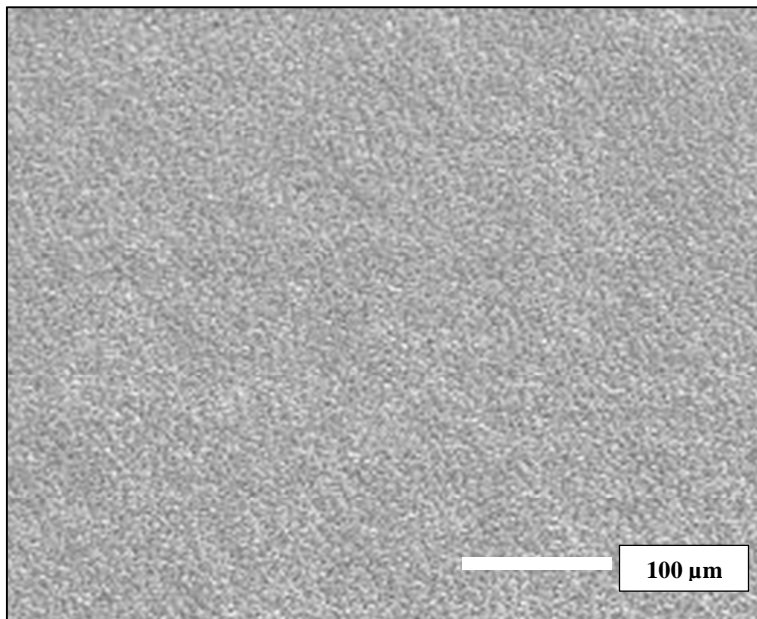


Abbildung 5-34: Oberflächenstrukturen im K390 ohne erkennbare Aufwölbungen ($\tau_H = 180$ fs, $H = 1,5$ J/cm², $f_p = 150$ kHz, $PD = 6$ μm, $\dot{U} = 200$)

5.7. Untersuchung mit dem Burst-Mode des Pikosekundenlasers

In Kapitel 4.1.2 wurde der Burst-Mode des Pikosekundenlasers vorgestellt. Mit diesem Mode ist es möglich, die Energie des Pikosekundenlaserpulses auf mehrere Pikosekundenlaserpulse zu verteilen, wobei die einzelnen Pulse einen zeitlichen Abstand von wenigen Nanosekunden aufweisen.

In diesem Kapitel werden Untersuchungen zur Strukturierung unter Verwendung des Burst-Modes vorgestellt. Es wurden bei den Untersuchungen sowohl die Fluenz als auch die Anzahl der Pulse innerhalb eines Burst-Zuges variiert. Bei den Untersuchungen wurde ein Pulsabstand von 6 μm und eine Pulsfolgefrequenz von 150 kHz verwendet. Insgesamt wurden 100 Überfahrten realisiert. Die jeweiligen Messwerte der Abtragtiefe und der mittleren Rauigkeit bei den verschiedenen Fluenzen und Pulszahlen im Burst-Zug sind in Tabelle A 9 zusammengefasst.

Bei der Auswertung der Ergebnisse können nur Aussagen zur erzielten Tiefe der Struktur gemacht werden. Eine Angabe des Abtragsvolumens pro Puls ist aufgrund der unterschiedlichen Pulsenergien der Pulse im Burst-Puls nicht möglich. Die mittlere

Rauigkeit konnte nicht vermessen werden, da die erzeugten Strukturen teilweise zu tief für das zur Verfügung stehende Messsystem waren. Es fand jedoch eine subjektive Bewertung der REM-Bilder der Strukturen statt. Für eine statistische Auswertung der Ergebnisse standen nicht genug Messwerte zur Verfügung.

Anhand der grafischen Darstellung (Abbildung 5-35) der Strukturtiefe in Abhängigkeit der Fluenz und der Anzahl der Pulse im Burst-Zug lassen sich mehrere Schlussfolgerungen ziehen.

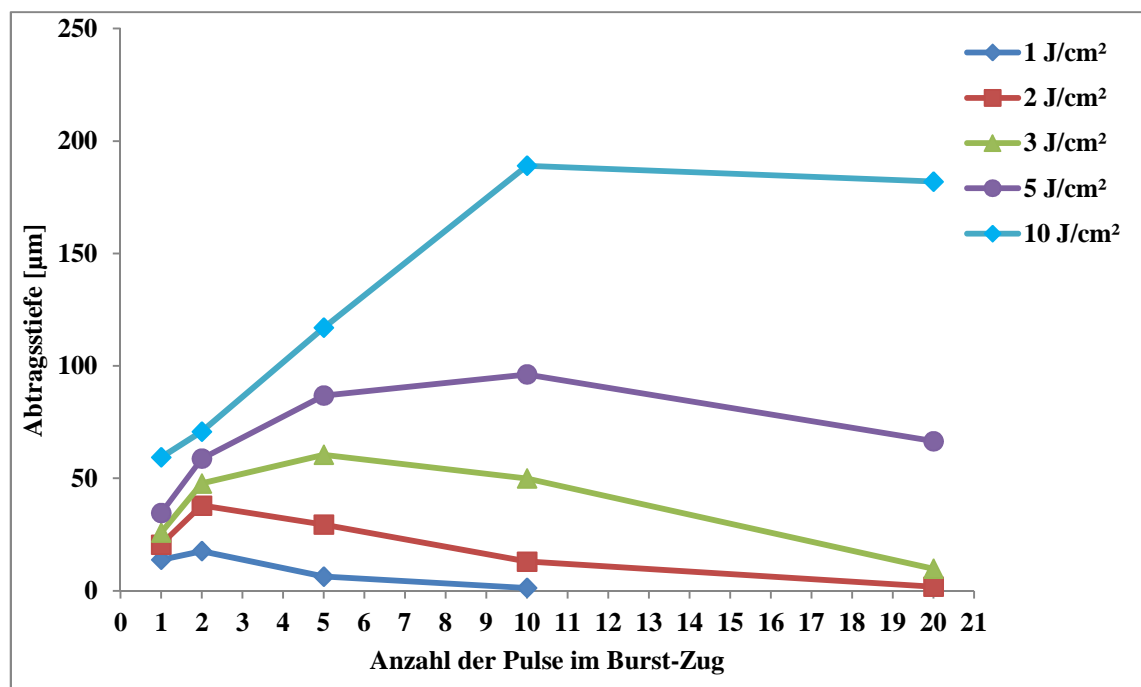


Abbildung 5-35: Strukturtiefe in Abhängigkeit des eingestellten Burst-Teilers bei verschiedenen Fluenzen (PD = 6 µm, f_p = 150 kHz, \ddot{U} = 100)

Man erkennt, dass durch den Burst-Mode eine Steigerung der Strukturtiefe möglich ist. Bei sämtlichen verwendeten Fluenzen konnte bei der Verwendung des Burst-Mode eine tiefere Struktur im Vergleich zum Einzelpulsabtrag realisiert werden. Dies liegt im logarithmischen Zusammenhang zwischen Abtragsvolumen pro Puls und Fluenz begründet. Es ist effektiver für den Abtrag mehrere Pulse mit geringer Fluenz zu verwenden, als einen Einzelpuls mit hoher Fluenz. Man stellt weiterhin anhand der Abbildung 5-35 fest, dass die Abtrags Tiefe geringer wird, wenn die Anzahl der Pulse im Burst-Zug zu hoch ist. Dieses kann mit der Energieverteilung der Burst-Pulse begründet werden (siehe Abbildung 4-6). Die einzelnen Pulse in einem Burst-Zug sind in ihrer

Pulsenergie nicht gleich. Vielmehr nimmt die Pulsenergie exponentiell im Burst-Zug ab. Wenn zu viele Pulse im Burst-Zug gewählt werden, kommt es dazu, dass mit der Pulsenergie der letzten Pulse im Burst-Zug die Ablationsschwelle nicht überschritten wird. Diese Pulse des Burst-Zuges tragen somit kein Material mehr ab und die Abtragtiefe geht zurück. Dies erklärt auch den Effekt, dass das Maximum in der Abtragtiefe, bei Erhöhung der Fluenz, bei einer größeren Anzahl von Pulsen im Burst-Zug erzielt wird. Die Ablationsschwelle wird bei einer höheren Fluenz des Burst-Zuges von weniger Pulsen unterschritten, als wenn eine geringere Fluenz des Burst-Zuges gewählt wird. Das sich veränderte Abtragsverhalten beim Einsatz des Burst-Mode lässt sich auch in den REM-Bildern der Strukturen erkennen.

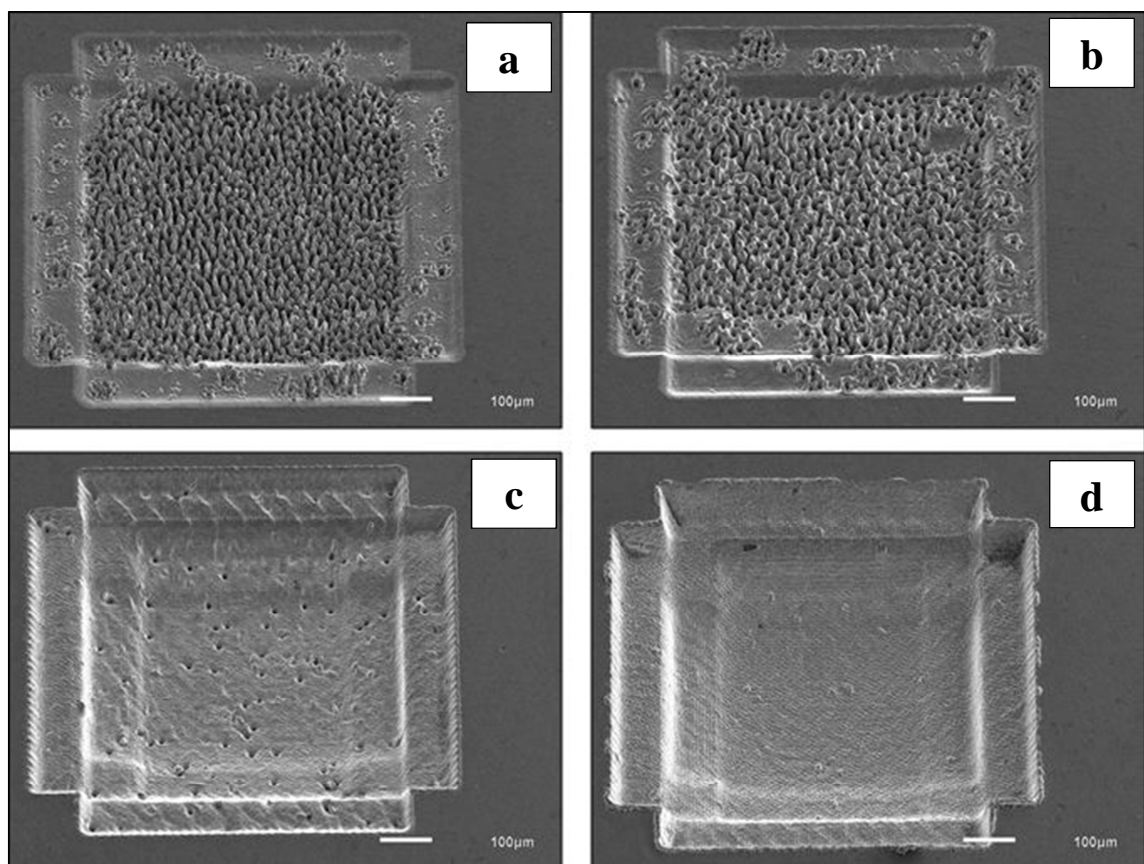


Abbildung 5-36: REM-Bilder der Strukturen unter Verwendung des Burst-Mode bei einer Fluenz von 10 J/cm^2 [a) 1 Puls im Burst; b) 2 Pulse im Burst; c) 5 Pulse im Burst; d) 10 Pulse im Burst] ($PD = 6 \text{ }\mu\text{m}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\dot{U} = 100$)

Anhand der REM-Bilder (Abbildung 5-36) stellt man fest, dass wenn die Energie auf mehr Pulse verteilt wird, die Strukturen nicht nur tiefer, sondern auch glatter werden. Man erkennt, wenn man den Übergang von Bild b zu Bild c in Abbildung 5-36

betrachtet, dass ein Glättungseffekt bei der Strukturierung mittels Burst-Mode auftritt. Die groben Strukturen in Bild b wurden durch die höhere Anzahl der Einzelpulse im Burst-Zug geglättet (Bild c). Es besteht die Vermutung, dass die Pulse, die unterhalb der Ablationsschwelle liegen, für diesen Glättungseffekt verantwortlich sind.

Der gesamte Abtragsprozess, der bei der Verwendung des Burst-Mode stattfindet, erfordert weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen, da die einzelnen Pulse nicht wie bisher Zeitabstände im μs -Bereich aufweisen, sondern sich im ns-Bereich befinden. Dies macht es erforderlich, weitere Prozesse zu beachten. Beispielsweise muss die Wirkung der Pulse auf die sich bildende Schmelzschicht in den Abtragsprozess mit einbezogen werden, da bei einem zeitlichen Versatz der Pulse im Nanosekundenbereich die Schmelzschicht noch vorhanden ist.

6. Erzeugung von definierten Teststrukturen

Ausgehend von den in Kapitel 5 durchgeführten Parameteruntersuchungen, wurden im Anschluss daran Untersuchungen durchgeführt, bei denen erste definierte Geometrien abgetragen werden sollten. Als interessante Geometrie wird hierbei eine Anordnung von Stegen (Abbildung 6-1) betrachtet. Die Abmaße der Stege und der Abstand zwischen ihnen sind in der Abbildung 6-2 im Querschnitt dargestellt. Die Untersuchungen wurden sowohl mit dem Femtosekundenlaser als auch mit dem Pikosekundenlaser durchgeführt. Ebenfalls kam der Burst-Mode des Pikosekundenlasers zum Einsatz.

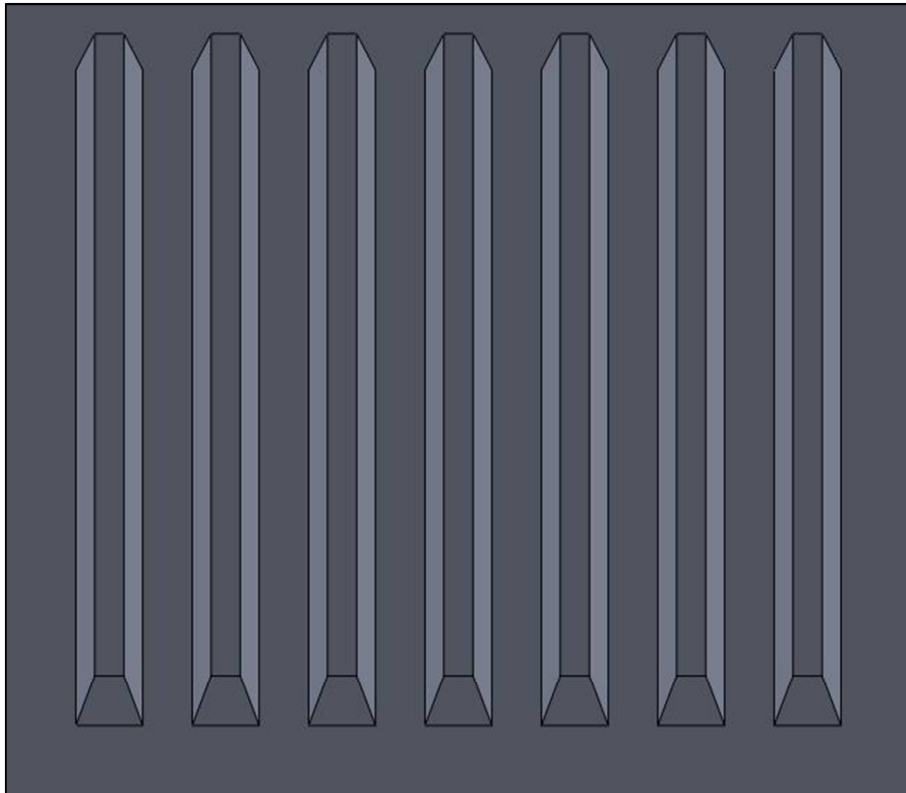


Abbildung 6-1: Anordnung von Stegeometrien, die durch Mikrostrukturierung mit ultrakurzen Laserpulsen erzeugt werden sollten

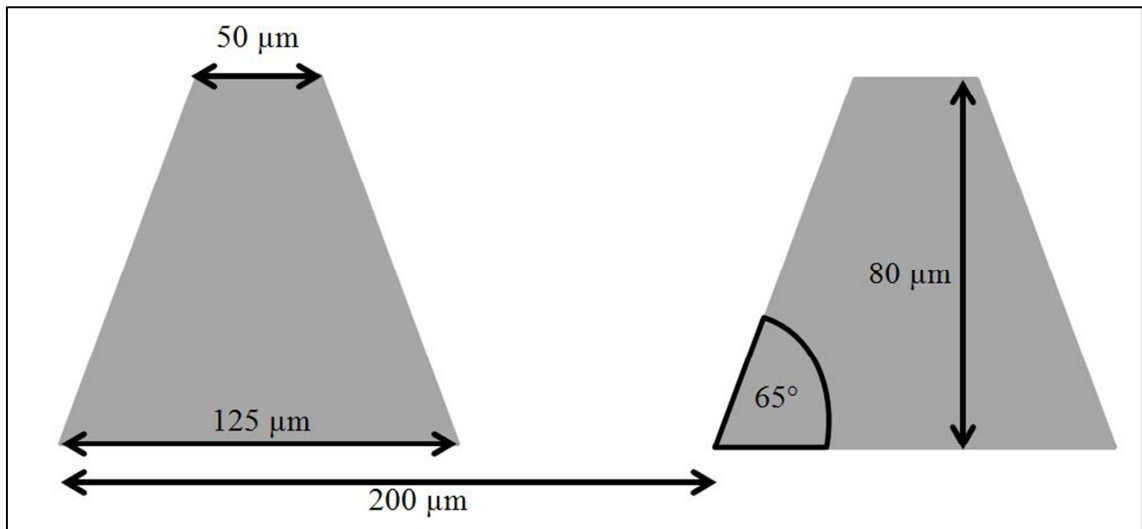


Abbildung 6-2: Abmaße der Steggeometrien und Abstand zwischen den Stegen (Querschnitt)

Es wurde bei den Untersuchungen ein Pulsabstand von $6\ \mu\text{m}$ und eine Pulsfolgefrequenz von $150\ \text{kHz}$ gewählt. Die eingesetzte Fluenz betrug bei den Einzelpulsabträgen $1,5\ \text{J}/\text{cm}^2$ bzw. bei der Bearbeitung mit dem Burst-Mode des Pikosekundenlasers $10\ \text{J}/\text{cm}^2$. Die Überfahrten wurde so gewählt, dass die Steghöhe $80\ \mu\text{m}$ beträgt. Die Anzahl der Pulse im Burst-Zug wurde auf 10 gesetzt. Bei den Untersuchungen wurde der Stahl K110+ bearbeitet.

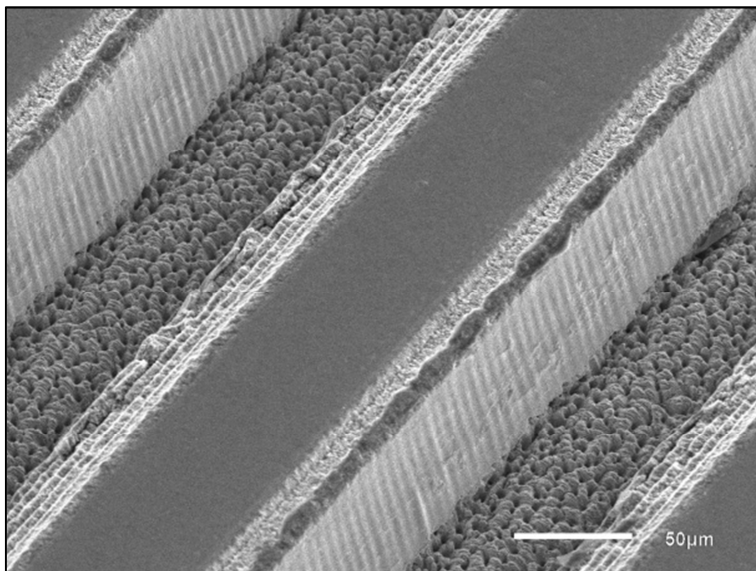


Abbildung 6-3: REM-Bild der Steggeometrien, die mit Einzelpulsen des Pikosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 1,5\ \text{J}/\text{cm}^2$, $PD = 6\ \mu\text{m}$, $f_p = 150\ \text{kHz}$, $\dot{U} = 400$)

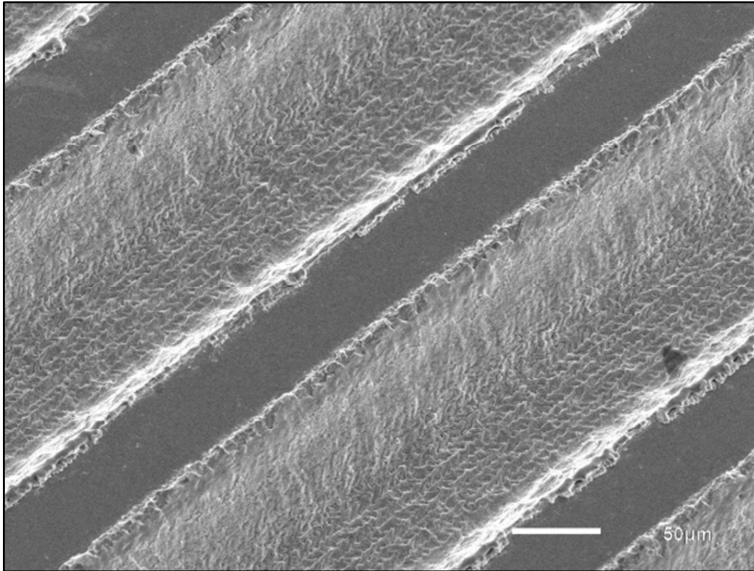


Abbildung 6-4: REM-Bild der Steggeometrien, die mit dem Burst-Mode des Pikosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 10 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \text{ µm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 42$, Pulse im Burst-Zug = 10)

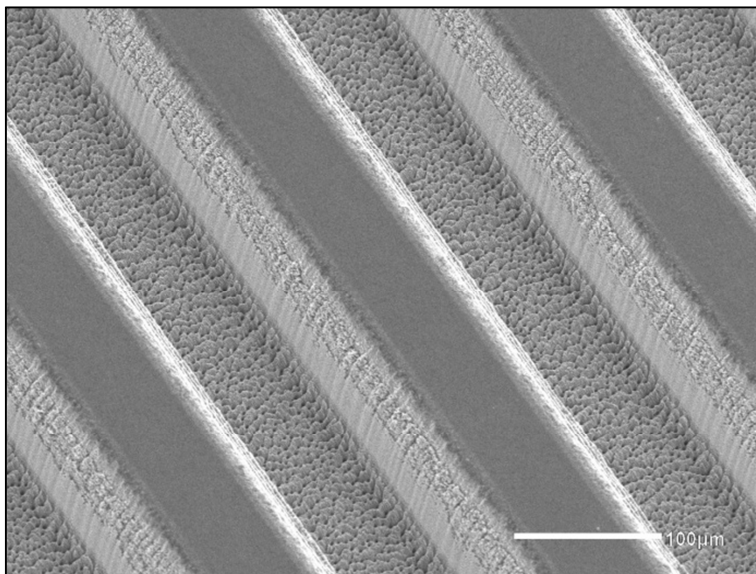


Abbildung 6-5: REM-Bild der Steggeometrien, die mit Einzelpulsen des Femtosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \text{ µm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 200$)

Man erkennt anhand der drei REM-Bilder (Abbildung 6-3, Abbildung 6-4 und Abbildung 6-5), dass sich die Struktur in drei unterschiedliche Teilbereiche untergliedert. Diese Teilbereiche sind das unbearbeitete Plateau des Steges, die Stegflanke und der Strukturboden.

Der Strukturboden weist hierbei die typische Gestalt auf, die bereits in den vorangegangenen Untersuchungen mehrfach erzeugt wurde. Das heißt, auf dem Strukturboden sind Rippel- und Überstrukturen erkennbar. Bemerkenswert ist der sehr glatte Strukturboden bei der Verwendung des Burst-Modes des Pikosekundenlasers (Abbildung 6-4).

Auffallend ist die Gestalt der erzeugten Stegflanken. Man erkennt, dass die Flanken Formen aufweisen, die bisher in dieser Arbeit noch nicht beobachtet wurden. Die Flanken sind sehr glatt und weisen nicht die typische Gestalt (Ripple-Strukturen) auf, die sich sonst bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen zeigt. Die Vermutung ist, dass die Form der Stegflanken nicht durch die Laserbearbeitung entstanden ist, sondern dass es hierbei zu Ablagerungen des ablatierten Materials bzw. der sich ausbildenden Schmelze gekommen ist. Ein weiteres REM-Bild (Abbildung 6-6) einer Steggeometrie bekräftigt diese Vermutung. Man erkennt darin, wie sich der Steg aufgrund von Ablagerungen verbreitert hat. Die Ablagerungen sind letztendlich für die Gestalt der Flanke verantwortlich.

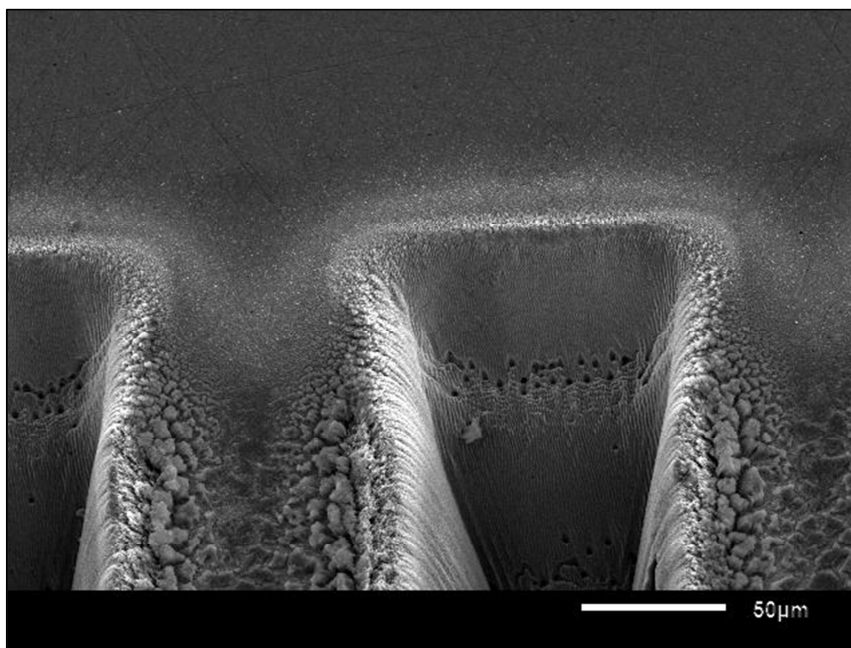


Abbildung 6-6: Ablagerungen an einer Stegflanke

Die EDX-Analyse (Abbildung 6-7) an einer Stegflanke zeigt, dass sich in den Ablagerungen eine hohe Konzentration von Sauerstoff befindet. Dies lässt den Schluss zu, dass es sich hierbei um Ablagerungen aus der Schmelzphase handelt. Dass es sich

auch bei ultrakurzen Pulsen nicht vermeiden lässt, dass sich eine Schmelzschicht ausbildet, wurde bereits in Veröffentlichungen gezeigt [41].

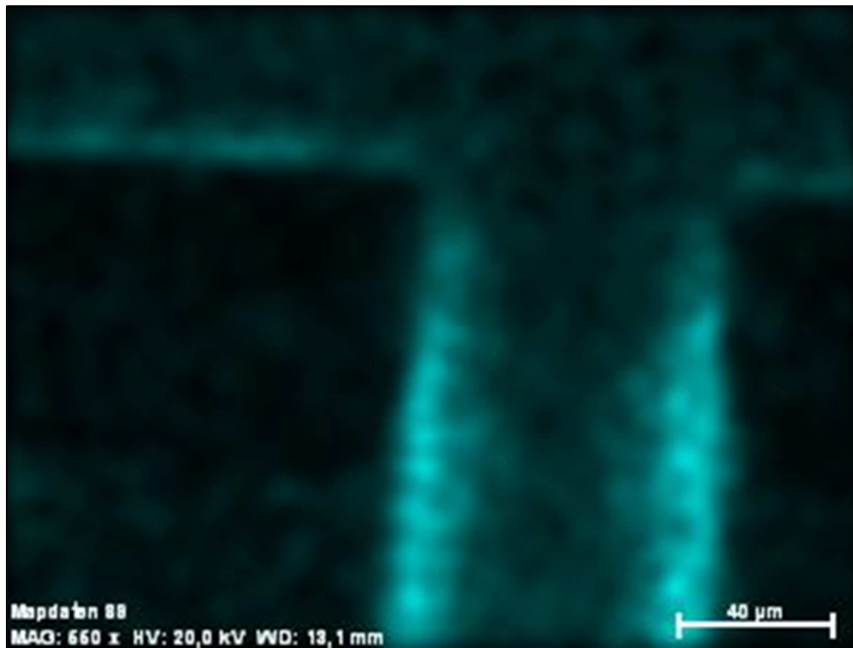


Abbildung 6-7: EDX-Analyse für das Element Sauerstoff an einer Stegeometrie

Um die erhaltenen Stege vermessen zu können, wurden Querschliffe der Stege erzeugt. Diese Querschliffe wurden geätzt, um unterschiedliche Gefüge sichtbar zu machen, und anschließend mit Hilfe eines Digitalmikroskops vermessen. Die Schliffbilder sind in Abbildung 6-8 (Einzelpulsabtrag mit Pikosekundenlaserpulsen), Abbildung 6-9 (Abtrag mit Burst-Mode des Pikosekundenlasers) und Abbildung 6-10 (Einzelpulsabtrag mit Femtosekundenlaserpulsen) erkennbar.

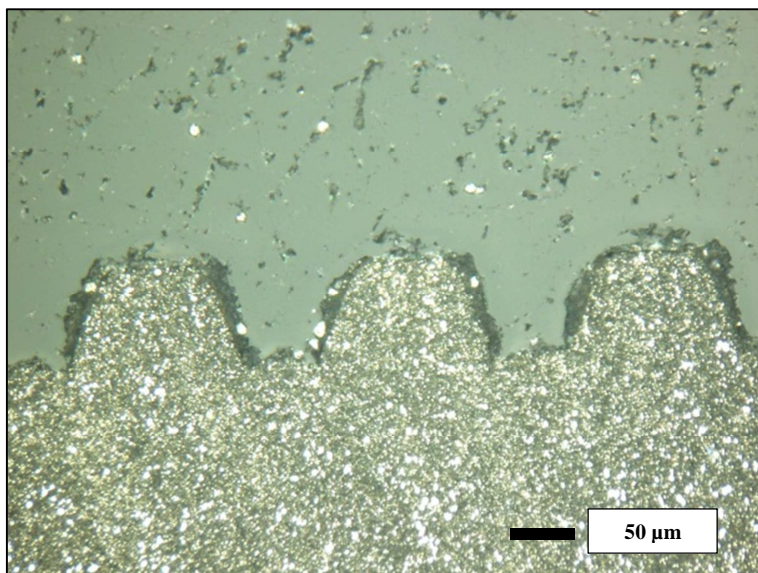


Abbildung 6-8: Querschliffbild der Steggeometrien, die mit Einzelpulses des Pikosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \text{ μm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 400$)

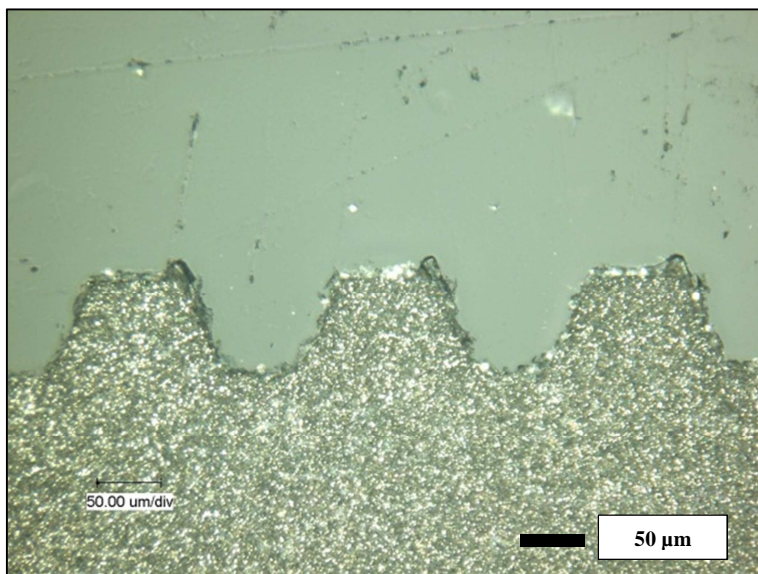


Abbildung 6-9: Querschliffbild der Steggeometrien, die mit dem Burst-Mode des Pikosekundenlasers erzeugt wurden. ($H = 10 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \text{ μm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 42$, Pulse im Burst-Zug = 10)

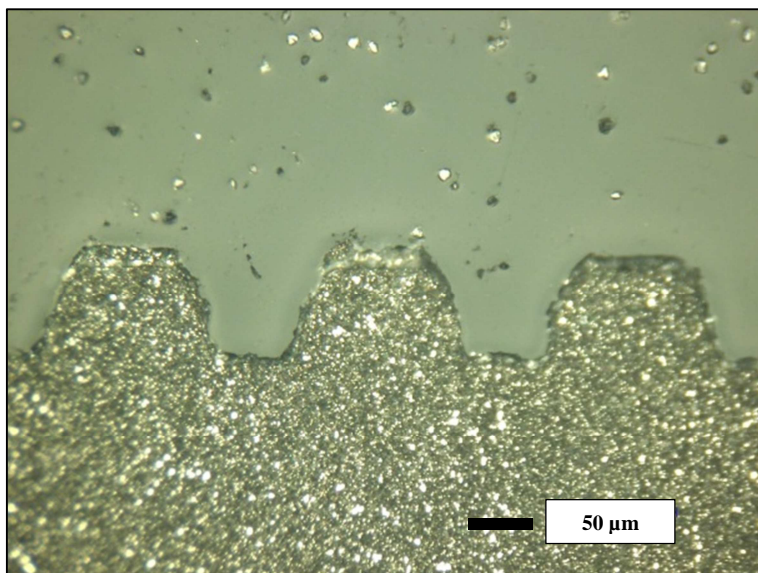


Abbildung 6-10: Querschliffbild der Steggeometrien, die mit Einzelpulsen des Femtosekundenlasers erzeugt wurden ($H = 1,5 \text{ J/cm}^2$, $PD = 6 \text{ μm}$, $f_p = 150 \text{ kHz}$, $\ddot{U} = 200$)

In allen drei Schliffbildern erkennt man, dass sich an der Oberfläche der Strukturen ein anderes Gefüge ausgebildet hat, als in den tiefer liegenden Bereichen des Werkstückes. Das abweichende Gefüge an der Oberfläche deutet auf Ablagerungen aus der Schmelzphase hin, wie sie bereit in dem REM-Bild der Stegflanken (Abbildung 6-6) beobachtet wurden. Auffällig ist, dass sich unterhalb der Ablagerungen aus der Schmelzphase eine definierte Geometrie ausgebildet hat, die der angestrebten Form der Stege sehr nahe kommt. Es sind jedoch auch Defizite der Strukturierung erkennbar. Beispielsweise kommt es bei der Einzelpulsbearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen zu einer Vertiefung im Übergangsbereich von Stegflanke zu Strukturboden (Abbildung 6-8). Beim Einsatz des Femtosekundenlasers bzw. des Burst-Mode des Pikosekundenlasers ist dies nicht erkennbar.

Die Vermessung der Geometrien ergab die in Tabelle 6-1 angegebenen Strukturabmaße. Es muss hier erwähnt werden, dass die gemessenen Werte aufgrund der unregelmäßigen Form der Strukturen und des limitierten Messsystems mit einem großen Messfehler behaftet sind. Beim Vergleich der gemessenen Werte mit den angestrebten Maßen der Steggeometrien stellt man Abweichungen fest.

Tabelle 6-1: Gemessenen Maße der erzeugten Steggeometrien mit den in Klammern angegeben Maßen, welche erzeugt werden sollten

	Einzel pulsabtrag mit Pikosekunden- laserpuls en	Abtrag mit dem Burst-Mode des Pikosekundenlasers	Einzel pulsabtrag mit Femtosekunden- laserpuls en
Steghöhe (80 µm)	82 µm	72 µm	74 µm
Plateaubreite (50 µm)	67 µm	65 µm	75 µm
Stegabstand (200 µm)	198 µm	196 µm	204 µm
Stegbreite (125 µm)	139 µm	139 µm	140 µm
Anstellwinkel (65°)	67°	66,5°	65°

Um die genauen Abmaße der Strukturen zu erreichen, müssen weitere Untersuchungen durchgeführt werden. Beispielsweise können Offset-Werte für die Bearbeitung ermittelt und bei der Strukturierung verwendet werden. Weiterhin ist es erforderlich, die sich ausbildenden Ablagerungen zu vermeiden. Hierfür sind umfangreiche Untersuchungen notwendig. Dabei kann es zur Variation der Laserparameter kommen, oder es können weitere Bearbeitungsparameter hinzugefügt werden, wie beispielsweise der Einsatz eines Schutz- bzw. Blasgases. Denkbar ist auch eine Nachbehandlung der Steggeometrien im Anschluss an den eigentlichen Strukturierungsprozess. Beispielsweise wäre ein Ätzvorgang oder das Sand- bzw. das Trockeneisstrahlen der Geometrien denkbar, um die Verunreinigungen im Anschluss an die eigentliche Bearbeitung zu entfernen.

7. Fazit und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden Ergebnisse präsentiert, die sich mit der Mikrostrukturierung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen beschäftigen. Es zeigte sich, dass sich die Anregungsdichte, die durch die Pulsdauer und die Fluenz des Laserpulses gegeben ist, im Strukturierungsergebnis widerspiegelt. Es konnte in den Untersuchungen experimentell nachgewiesen werden, dass mit einem Laserpuls, der eine Pulsdauer von 180 fs aufweist, mehr Material abgetragen werden kann, als mit einem Laserpuls mit einer Pulsdauer von 15 ps. Dieses Ergebnis konnte auf die Energieausbreitungsmechanismen im Material, wie beispielsweise die Bewegung der ballistischen Elektronen, zurückgeführt werden. Die Ausbreitungsmechanismen der Energie im Material sind von der Anregungsdichte des wirkenden Laserpulses abhängig. Dadurch war es mit den kürzeren Laserpulsen (180 fs) möglich, die Temperatur, die notwendig ist, um Material abtragen zu können, in einem größeren Materialvolumen zu überschreiten, als mit den in den Versuchen verwendeten längeren Laserpulsen (15 ps). Die Eindringtiefe der Energie, die in den Versuchen der Eindringtiefe der ballistischen Elektronen entsprach, wurde für die Femtosekundenlaserpulse (180 fs) mit 16,9 nm und für die Pikosekundenlaserpulse (15 ps) mit 4,1 nm bestimmt.

Es konnten weiterhin Effekte aufgezeigt werden, die sich bei der flächigen Bearbeitung einstellen, wenn Laserpulse zum Einsatz kommen, die einen zeitlichen Abstand im μs -Bereich haben. Es zeigte sich, dass sich die Wärmeakkumulation im Werkstück positiv auf das Bearbeitungsergebnis auswirkt. Die Energie, die nicht zum Abtragsprozess beiträgt und als Wärme im Werkstück bleibt, führt zu einer Erhöhung des Abtragsvolumens pro Puls des Folgepulses, der auf die erwärmte Bearbeitungsstelle trifft. Es konnte hierbei eine Erhöhung des Abtragsvolumens pro Puls von bis zu 10 % festgestellt werden. Das bei der Laserablation entstehende Plasma bzw. das ablatierte Material wirkt sich hingegen negativ auf die Bearbeitung aus. Es kommt zu einem Abschirmungseffekt des Folgepulses durch das Plasma bzw. durch das ablatierte Material. Die Abschirmung bewirkt eine Verringerung des Abtragsvolumens pro Puls. Es konnte in den Untersuchungen eine Verringerung des Abtragsvolumens pro Puls aufgrund der Plasmaabschirmung von bis zu 15 % festgestellt werden. Des Weiteren zeigte sich bei den Untersuchungen der Effekt der Inkubation. Dabei kam es zur Reduzierung der Ablationsschwelle auf einen Wert von $0,13 \text{ J/cm}^2$ bei der Bearbeitung

mit den Femtosekundenlaserpulsen (180 fs) bzw. auf 0,10 J/cm² bei der Pikosekundenlaserbearbeitung (15 ps).

Bei der qualitativen Bewertung der Strukturierungsergebnisse anhand der mittleren Rauigkeit des Strukturbodens zeigte es sich, dass bei der Bearbeitung mit den Femtosekundenlaserpulsen die Qualität des Bearbeitungsergebnisses höher war als bei der Bearbeitung mit Pikosekundenlaserpulsen. Das bedeutet, dass bei vergleichbaren Strukturierungstiefen die mittlere Rauigkeit der mittels Femtosekundenlaserpulsen erzeugten Struktur stets geringer war als die mittlere Rauigkeit der mit Pikosekundenlaserpulsen erzeugten Struktur.

Untersuchungen an verschiedenen Stahlsorten zeigten, dass sich die chemische Zusammensetzung des Stahles nur geringfügig auf das Abtragsvolumen pro Puls auswirkt. Die Abweichungen des Abtragsvolumens pro Puls lagen im Bereich von 10 %. Eisen ist bei dem Abtragsprozess das dominierende Element.

Ein weiterer Punkt der untersucht wurde, war der Burst-Mode des Pikosekundenlasers. Dabei zeigte es sich, dass dieser Modus eine Möglichkeit darstellt, um mit hohen Fluenzen Ergebnisse mit einer hohen Homogenität der Struktur zu erzielen. Dies ist besonders für den industriellen Einsatz der Lasergeräte von Interesse, da hierbei der Faktor der Abtragsrate einen hohen Stellenwert einnimmt. Der Strukturierungsprozess mit dem Burst-Mode ist bisher noch nicht vollständig physikalisch geklärt und bedarf weiterer intensiver Untersuchungen.

Es war bei den Untersuchungen möglich unterschiedliche Stähle mittels Femto- und Pikosekundenlaserpulsen flächig bis in eine Strukturierungstiefe von 100 µm abzutragen. Die erzeugten Strukturböden wiesen dabei eine geringe mittlere Rauigkeit auf. Es deutete sich jedoch bereits anhand der Versuche zur Erzeugung von Steggeometrien an, dass es beim Übergang von der flächigen Bearbeitung zur Erzeugung von definierten Geometrien zu Problemstellungen kommt, die weiterführende Untersuchungen erforderlich machen. Ein derartiges Problem stellt beispielsweise die Redeposition von ablatiertem Material bzw. die entstehende Schmelzschicht dar.

Literaturverzeichnis

1. Anisimov, S.I.; Kapeliovich, B.L.; Perelman, T.L. (1974) „Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses”, Sov. Phys. JETP 39(2), 375-377
2. Chichkov, B.N.; Momma, C.; Nolte, S. (1996) „Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids“, Appl. Phys. A 63, 109-115
3. Tünnermann, A.; Nolte, S.; Limpert, J. (2010) „Femtosecond vs. picosecond laser material processing”, Laser Technik Journal, Volume 7, Issue 1, 34-38
4. Le Harzic, R.; Breitling, D.; Weikert, M. et.al. (2005) „Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100 fs to 5 ps“, Applied Surface Science 249, 322-331
5. Jaeggi, B.; Neuenschwander, B.; Schmid, M. et.al. (2011) „Influence of the Pulse Duration in the ps-Regime on the Ablation Efficiency of Metals“, Physics Procedia 12, 164-171
6. Nolte, S.; Momma, C.; Jacobs, H. et.al. (1997) „Ablation of metals by ultrashort laser pulses”, JOSA B, Vol. 14, Issue 10, 2716-2722
7. Nedialkov, N.N.; Imamova, S.E.; Atanasov, P.A. (2004) „Ablation of metals by ultrashort laser pulses”, J.Phys.D:Appl. Phys. 37, 638-643
8. Denzler, D.N. (1999) „Untersuchungen zur Ultrakurzzeitdynamik photostimulierter Oberflächenreaktionen und der Energierelaxation in Metallen“, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin

9. Wellershoff, S.S. (2000) „Untersuchungen zur Energierelaxation in Metallen nach Anregung mit ultrakurzen Laserpulsen“, Dissertation, Freie Universität Berlin
10. Mannion, P.T.; Magee, J.; Coyne, E. et.al. (2004) „The effect of damage accumulation behavior on ablation thresholds and damage morphology in ultrafast laser micro-machining of common metals in air“, Applied Surface Science 233, 275-287
11. König, J.; Nolte, S.; Tünnermann, A. (2005) „Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses“, Optics Express, Vol. 13, Issue 26, 10597-10607
12. Yahng, J.S.; Nam, J.R.; Jeoung, S.C. (2009) „The influence of substrate temperature on femtosecond laser micro-processing of silicon, stainless steel and glass“, Optics and Lasers in Engineering 47, 815-820
13. Tran, D.V.; Lam, Y.C.; Zheng, H.Y. et.al (2007) „Direct observation of the temperature field during ablation of materials by multiple femtosecond laser pulses“, Applied Surface Science 253, 7290-7294
14. Salle, B.; Gobert, O.; Meynadier, P. et.al. (1999) „Femtosecond and picosecond laser microablation: Ablation efficiency and laser microplasma expansion“, Appl. Phys. A, Volume 69, Issue 1 Supplement, 381-383
15. Cheng, J.; Perrie, W.; Edwardson, S.P. et.al. (2009) „Effects of laser operating parameters on metals micromachining with ultrafast lasers“, Applied Surface Science 256, 1514-1520
16. French, P.W.; Li, T.; Clowes, J. et.al. (2007) „Ultrafast Short Pulse Laser Material Processing of Aerospace Materials“, Proceedings of the Fourth International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing 2007, Munich

17. Pfeiffer, M.; Engel, A.; Weißmantel, S. et.al. (2011) „Microstructuring of Steel and Hard Metal using Femtosecond Laser Pulses“, Physics Procedia 12, 60-66
18. Christensen, B.H.; Vestentoft, K.; Balling, P. (2007) „Short-pulse ablation rates and the two-temperature model“, Applied Surface Science 253, 6347-6352
19. Schille, J.; Ebert, R.; Loeschner, U. et.al. (2008) „Micro structuring with highly repetitive ultra short laser pulses“, Proceedings of LPM2008-the 9th International Symposium on Laser Precision Microfabrication
20. Wu, B.; Zhou, M.; Li, J. et.al. (2009) „Superhydrophobic surfaces fabricated by microstructuring of stainless steel using a femtosecond laser“, Applied Surface Science 256, 61-66
21. Nayak, B.K.; Gupta, M.C. (2010) „Self-organized micro/nano structures in metal surfaces by ultrafast laser irradiation“, Optics and Lasers in Engineering 48, 940-949
22. Ebert, R.; Löschner, U.; Hartwig, L. et.al. (2007) „Rapid Microtooling mit laserbasierten Verfahren – anlagentechnische Realisierung“, Lasermagazin 5/6 20007, 22-23
23. URL: <http://3d-micromac.de/microSTRUCT-vario.html>, verfügbar am 12.12.12
24. URL: http://www.lumera-laser.com/hyper_rapid_50.html, verfügbar am 12.12.12
25. URL: http://www.lumera-laser.com/data/file/DB_RAPID50_WEB_310511.pdf, verfügbar am 12.12.12

26. URL: <http://www.rpmclasers.com/solid-state-laser/picosecond-lasers/hyper-rapid50>, verfügbar am 12.12.12
27. Hu, W.; Shin, Y.C.; King, G. (2010) „Modeling of multi-burst mode picosecond laser ablation for improved material removal rate”, Appl. Phys. A 98 , 407-415
28. Emmelmann, C.; Urbina, J.P.C. (2011) „Analysis of the Influence of Burst-Mode Laser Ablation by Modern Quality Tools“, Physics Procedia, 172-181
29. URL: http://www.schmolz-bickenbach.co.za/fileadmin/files/schmolz-bickenbach.co.za/documents/thyrodur_2990_1_.pdf, verfügbar am 12.12.12.
30. URL: <http://www.bohler-edelstahl.com/files/K110DE.pdf>, verfügbar am 12.12.12
31. URL:
http://www.doerrenberg.de/uploads/tx_c1x1downloads/1.2379PLUS_de_01.pdf,
verfügbar am 12.12.12
32. URL: <http://www.bohler-edelstahl.com/files/K390DE.pdf>, verfügbar am 12.12.12
33. URL: <http://www.bohler.at/deutsch/files/downloads/W320DE.pdf>, verfügbar am 12.12.12
34. URL: <http://www.ill-adelsdorf.com/pdfdoku/Edelstahl/1.4301.pdf>, verfügbar am 12.12.12
35. URL: <http://www.metallograf.de/>, verfügbar am 12.12.12

36. Schmid, M.; Neuenschwander, B.; Romano, V. et al. (2011) „Processing of metals with ps-laser pulses in the range between 10ps and 100ps”, LAMOM Photonics West 2011, Paper 7920-08
37. Schille, J.; Schneider, L.; Loeschner, U. et.al. (2011) „Micro processing of metals using a high repetition rate femto second laser: from laser process parameter study to machining examples”, ICALEO 2011, LMF Session 1: Drilling & Micromachining, Orlando FL, USA, Paper #M102.
38. Gruettner, H. (2009) „Femtosekundenlaser - Mikrobearbeitung von Metallen“, Diplomarbeit, Hochschule Mittweida
39. Nedialkov, N.N.; Atanasov, P.A.; Imamova, S.E. et.al. (2004) „Dynamics of the ejected material in ultra-short laser ablation of metals“, Appl. Phys. A79, 1121-1125
40. URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Temperaturleitf%C3%A4higkeit>, verfügbar am 12.12.12
41. Dausinger, F.; Schmitz, G.; Sutter, D. (2005) „Femtonische Laser im Maschinenbau“, Laser Technik Journal, Volume 2, Issue 4, 40-47

Anhang

Tabelle A 1: Abtragstiefe, R_A und Abtragsvolumen pro Puls bei Variation der Fluenz (50 Überfahrten)

	Femtosekundenlaserpulse			Pikosekundenlaserpulse		
H [J/cm ²]	Abtrags- tiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm ³]	Abtrags- tiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm ³]
0,75	12,78	343	9,20	5,47	272	3,94
1	18,56	315	13,36	5,85	332	4,21
1,25	22,09	296	15,91	6,80	669	4,89
1,5	23,66	484	17,03	7,35	895	5,29
1,75	26,99	510	19,43	8,22	1225	5,92
2	29,87	802	21,50	9,58	1577	6,90

Tabelle A 2: Abtragstiefe pro Puls bei Variation der Fluenz (50 Überfahrten)

H [J/cm ²]	Abtragstiefe pro Puls [nm] mit Femtosekundenlaserpulsen	Abtragstiefe pro Puls [nm] mit Pikosekundenlaserpulsen
0,75	13,02	5,57
1	18,90	5,96
1,25	22,50	6,92
1,5	24,09	7,49
1,75	27,49	8,37
2	30,42	9,76

Tabelle A 3: Berechnetes Abtragsvolumen pro Puls bei 50 Überfahrten

H [J/cm ²]	Berechnetes Abtragsvolumen pro Puls mit Femtosekundenlaserpulsen [μm ³]	Berechnetes Abtragsvolumen pro Puls mit Pikosekundenlaserpulsen [μm ³]
0,75	4,17	1,01
1	6,45	1,56
1,25	8,56	2,08
1,5	10,50	2,55
1,75	12,30	2,98
2	13,97	3,39

Tabelle A 4: Abtragstiefe, R_A und Abtragsvolumen pro Puls bei variierten Überfahrten und variiertener Fluenz

	Femtosekundenlaserpulse			Pikosekundenlaserpulse		
H [J/cm ²]	Abtragstiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm ³]	Abtragstiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm ³]
0,75	91,04	4384	8,19	54,70	565	4,92
1	80,35	527	12,58	35,09	499	5,49
1,25	78,60	435	14,15	37,72	728	6,79
1,5	90,36	601	17,12	38,87	695	7,36
1,75	91,57	542	18,84	38,58	762	7,94
2	92,99	591	20,92	37,35	887	8,40

Tabelle A 5: Abtragstiefe, R_A und Abtragsvolumen pro Puls bei unterschiedlichen Überfahrten

Femtosekundenlaserpulse				Pikosekundenlaserpulse			
Über- fahrten	Abtrags- tiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm ³]	Über- fahrten	Abtrags- tiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm ³]
12	4,83	137	14,50	10	1,16	181	4,19
22	8,15	203	13,33	20	2,66	246	4,79
52	22,44	289	15,53	50	8,37	278	6,02
102	43,30	384	15,28	100	18,75	391	6,75
152	63,48	409	15,04	150	29,12	429	6,99
202	92,99	412	16,57	200	39,29	543	7,07
				300	59,77	566	7,17
				400	80,13	652	7,21
				500	99,57	711	7,17

Tabelle A 6: Abtragstiefe, R_A und Abtragsvolumen pro Puls bei den Pulsabstandsuntersuchungen

	Femtosekundenlaserpulse			Pikosekundenlaserpulse		
Pulsabstand [μm]	Abtrags- tiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm ³]	Abtrags- tiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm ³]
2	87,89	566	16,74	39,24	897	7,47
4	92,80	659	17,47	39,87	842	7,50
6	90,36	601	17,12	39,12	679	7,41
8	84,53	489	16,01	39,08	613	7,40
10	83,77	436	15,87	37,95	464	7,19
12	83,70	522	15,86	36,80	538	6,97
14	83,72	912	15,87	36,90	533	7,00

Tabelle A 7: Abtragstiefe, R_A und Abtragsvolumen pro Puls bei den Pulsfolgefrequenzuntersuchungen

	f_P [kHz]	Abtragstiefe [μm]	R_A [nm]	Abtragsvolumen pro Puls [μm^3]
Femtosekunden- laserpulse	1024	81,65	1645	15,37
	512	89,98	769	16,94
	341	93,44	633	17,59
	256	95,74	638	18,02
	205	95,55	630	17,99
	146	92,80	659	17,47
	102	92,87	408	14,48
	51	92,92	573	17,49
	20	91,58	636	17,24
Pikosekunden- laserpulse	1000	37,35	1462	7,03
	800	38,94	1409	7,33
	600	38,58	1146	7,26
	400	39,07	1037	7,35
	150	39,52	837	7,44
	100	38,30	717	7,21
	50	36,55	688	6,88

Tabelle A 8: Abtragstiefen, mittlere Rauigkeiten und Abtragsvolumen pro Puls bei der Bearbeitung unterschiedlicher Stähle

	Femtosekundenlaserpulse			Pikosekundenlaserpulse		
Material	Abtrags- tiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm^3]	Abtrags- tiefe [μm]	R_A [nm]	Abtrags- volumen pro Puls [μm^3]
1.4301	108,05	479	19,45	42,18	580	7,99
K110	108,27	501	19,49	40,47	584	7,67
K110+	102,88	422	18,52	39,73	547	7,53
K390	104,33	511	18,78	38,24	516	7,25
X32	112,81	406	20,31	41,29	412	7,82
Thyrodur 2990	99,48	531	17,91	38,87	695	7,36

Tabelle A 9: Abtragstiefen und mittlere Rauigkeiten bei den Untersuchungen mit dem Burst-Mode

Fluenz	Pulse im Burst									
	1		2		5		10		20	
	Tiefe [μm]	R _A [nm]	Tiefe [μm]	R _A [nm]	Tiefe [μm]	R _A [nm]	Tiefe [μm]	R _A [nm]	Tiefe [μm]	R _A [nm]
1 J/cm ²	13,79	406	17,63	678	6,29	456,5	1,25	165	Kein Abtrag	
2 J/cm ²	20,58	612	37,92	1292	29,43	1237	12,97	1216	1,83	296
3 J/cm ²	25,87	761	47,76	1586	60,45	1207	49,93	1026	9,80	1099
5 J/cm ²	34,59	1166	58,79	2584	86,79	1341	96,20	774,5	66,50	464
10 J/cm ²	59,32	2434	70,83	2899	117	-	189	-	182	-

Danksagung

Ich möchte mich hiermit bei mehreren Personen bedanken, die mir auf unterschiedlichste Art und Weise bei der Ausarbeitung dieser Arbeit behilflich waren.

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel bedanken, der mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte. Er gab mir die nötige Zeit, um mich ausführlich mit dem Thema beschäftigen zu können und meine Versuche und Auswertungen durchzuführen. Auch stand er mir jederzeit mit seinem Fachwissen zur Verfügung.

Ebenfalls möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. (FH) Jörg Schille bedanken, der mir als Zweitprüfer zur Seite stand. Er hatte, obwohl er selbst mit der Ausarbeitung seiner Doktorarbeit beschäftigt war, immer Zeit um mit mir über fachliche Details zu diskutieren. Er half mir, mich in das komplexe Thema einzuarbeiten und unterstützte mich in der physikalischen Interpretation der erzielten Ergebnisse. Ebenfalls stand er mir bei der Durchführung der Femtosekundenlaserversuche bei der Bedienung der Anlage zur Seite. Hierbei möchte ich mich ebenfalls bei Herrn Dipl.-Ing (FH) Mathias Müller bedanken, der mir bei der Bedienung der Femtosekundenanlage behilflich war.

Für die Durchführung der Pikosekundenlaserversuche möchte ich der Firma 3D-Micromac danken, deren Pikosekundenlaseranlage ich im Rahmen dieser Masterarbeit nutzen durfte.

Mein Dank gilt weiterhin Herrn Dipl.-Ing (FH) Matthias Horn, Herrn Dipl.-Ing. (FH) Frank Ullmann und Herrn Dipl.-Ing (FH) René Böttcher, die mir bei der Anfertigung der REM-Bilder behilflich waren.

Bei der Anfertigung der Schliffbilder und der damit verbundenen Probenpräparation erhielt ich Unterstützung durch Frau Dipl.-Ing (FH) Maren Nieher. Auch ihr gebührt mein Dank für ihre Hilfe.

Die fachliche Unterstützung aller Mitarbeiter der Fachgruppe Lasertechnik der Hochschule Mittweida war mir während der Ausarbeitung dieser Arbeit jederzeit gewiss. Dafür möchte ich mich bei allen Mitarbeitern bedanken.

Erklärung zur selbständigen Anfertigung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Mittweida, den 21.12.12

.....

Unterschrift